ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND V, 1. HEFT
MIT 52 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 28. APRIL 1952)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1952

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band V **Inhaltsverzeichnis** Heft 1

Seite

Arakawa, H. The Anticyclonic Eddies just South of Jet Stream. (With 2 figures) 1

Čadež, M. Sur l'énergie potentielle du champ barique 5

James, R. W. On the Vertical Structure of Pressure and Wind-Fields. (With 8 figures) 17

Schüepp, W. Beobachtungen und Überlegungen zum tagesperiodischen Luftmassenaustausch. (Mit 2 Textabbildungen) 36

Junge, Chr. Bemerkungen zur Frage der Eiskeimbildung im frostübersättigten Bereich. (Mit 3 Textabbildungen) 44

Kasemir, H. W. Studien über das atmosphärische Potentialgefälle V. Zur Strömungstheorie des luftelektrischen Feldes II. (Mit 6 Textabbildungen) 56

Israël, H. und **H. W. Kasemir.** Studien über das atmosphärische Potentialgefälle VI. Beispiele für das Verhalten luftelektrischer Elemente bei Nebel. (Mit 8 Textabbildungen) 71

Wichmann, H. Die Messung des luftelektrischen Feldes mit radioaktiven Potentialsonden. (Mit 15 Textabbildungen) 86

Pollak, L. W. and **Th. Murphy.** Sampling of Condensation Nuclei by Means of a Mobile Photo-electric Counter. (With 8 figures) 100

Buchbesprechungen 120

Linkes Meteorologisches Taschenbuch, Neue Ausgabe, I. Band (F. Steinhauser). — Koschmieder, H. Dynamische Meteorologie (F. Steinhauser). — Neuberger, H. Introduction to Physical Meteorology (F. Steinhauser). — Süring, R. Die Wolken, 3. Aufl. (F. Steinhauser). — Harang, L. The Aurorae (F. Steinhauser). — Herath, F. Versuchsergebnisse der luftelektrischen Höhenforschung am Aeronautischen Observatorium Lindenberg (H. Israël). — Bock, R. Atlas of Magnetic Declination of Europa for Epoch 1944/5 (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.513; 551.515

(Meteorological Research Institute, Suginami-ku, Tokyo.)

The Anticyclonic Eddies just South of Jet Stream.

By

H. Arakawa.

With 2 figures.

Summary. The importance of the hydrodynamic instability for the formation of anticyclonic eddies just south of westerly jet stream in the middle latitudes is pointed out. Finally, the author would like to call attention for his earlier works on dynamic instability in 1941.

Zusammenfassung. Die Bedeutung der hydrodynamischen Instabilität für die Bildung antizyklonaler Wirbel direkt südlich des westlichen Freistrahlstromes in mittleren Breiten wird dargelegt. Ferner macht der Verfasser auf seine früheren Untersuchungen von 1941 über dynamische Instabilität aufmerksam.

Résumé. L'auteur montre l'importance de l'instabilité hydrodynamique pour la formation de tourbillons anticycloniques immédiatement au Sud du courant d'Ouest (jet stream) aux latitudes moyennes. Il rappelle ensuite ses précédentes recherches de 1941 sur l'instabilité dynamique.

It is well-known that an anticyclonic motion is possible even in the absence of a pressure gradient. In this motion the Coriolis force and the centrifugal force balance each other. If the variation of the latitude along the path is disregarded, the motion will be in a circle whose radius r is given by

$$r = |v/f|, \quad f = 2\,\omega \sin \Phi,$$

where v is the wind speed, ω is the angular velocity of the earth's rotation, and Φ the latitude. This circle is called the *circle of inertia* (Trägheitskreis). For a full discussion of the pattern of paths of particles under a proper pressure gradient, we will treat it in the present paper.

When the motion is purely horizontal and frictionless, the equations of (total) motion (u, v) for a given pressure distribution are

$$\frac{du}{dt} - f \cdot v = 0,$$

$$\frac{dv}{dt} + f \cdot u = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y},$$

where the axes of x and y are chosen along and normal to the isobars, t is the time, ϱ the density of air and p the pressure.

The total motion (u, v) is supposed to be the sum of the geostrophic wind flow (u_g, o) and the relative motion to the geostrophic flow $(u' v')$, i. e.,

$$u = u_g + u', \quad v = v',$$

and

$$u_g = -\frac{1}{\varrho \cdot f}\frac{\partial p}{\partial y}.$$

To find the effect of the shearing motion $\partial u_g/\partial y$ on the circle of inertia, all derivatives of the components of wind speed relative to x and y are supposed to be except $\partial u_g/\partial y$. This quantity stands for the vorticity $\zeta = -\partial u_g/\partial y$ for the geostrophic flow. Then the equations of motion become

$$\frac{\partial u'}{dt} + v'\frac{\partial u_g}{\partial y} - f \cdot v' = o,$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + f \cdot u' = o.$$

Noting that $u' = -\frac{\partial v'}{\partial t}\Big/ f$, the preceding equation is reduced to

$$\frac{\partial^2 v'}{\partial t^2} + f(f + \zeta) \cdot v' = o,$$

which is the wave equation.

(i) If the absolute vorticity $(f + \zeta)$ is positive, the solutions for total motion are given by

$$u = u_g + (\nu/f) A \cos(\nu t + \varepsilon),$$

$$v = -A \sin(\nu t + \varepsilon),$$

where

$$\nu = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{f(f + \zeta)} = f\sqrt{1 + (\zeta/f)},$$

and A and ε are arbitary constants, which can be determined by the initial velocities. The relation of total wind to the geostrophic wind is illustrated in Fig. 1.

The image point along the hodograph traced by the relative winds (u', v'), moves on an ellipse with anticyclonic rotation. The path of the moving particle will oscillate about the isobar (or the direction of geostrophic flow).

(ii) If the absolute vorticity $(f + \zeta)$ is negative, the resulting exponential solution of the wave equation expresses an unstable wave, i. e.,

$$u' \propto e^{\pm \lambda t}, \quad v' \propto e^{\pm \lambda t},$$

where

$$\lambda = \sqrt{-f(f + \zeta)} = f\sqrt{\left(\frac{\partial u_g}{\partial y}\Big/ f\right) - 1}.$$

The large shear zone with anticyclonic vorticity satisfying $\frac{\partial u_g}{\partial y} > f$ ($f = 7{,}3$ m/s per 100 km at latitude 30°) will usually be found just south of the jet stream (Fig. 2).

H. Solberg (1939) has derived that a symmetrical ring of air can become „dynamically unstable" under the same condition, i. e., the absolute vorticity $(f + \zeta)$ is negative. Then H. Arakawa (1941) has derived the criterion for the zonal geostrophic wind field, and the same

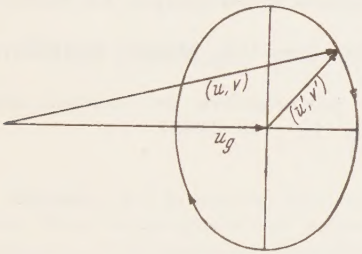

Fig. 1.

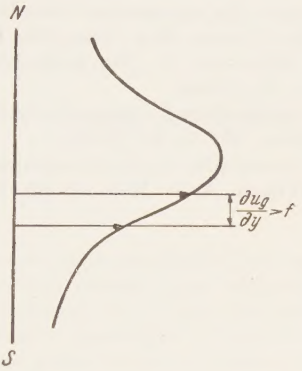

Fig. 2.

result was reported by E. Kleinschmidt (1941), independently. Quite recently, J. Van Mieghem (1946, 1948) attacked this problem in different papers. In the first series of charts analysed with the help of isentropic method, C. G. Rossby and his collaborators (1938) were able to show a pronounced tendency of the current systems to break up into *large anticyclonic eddies, in the area characterized by fairly strong westerly winds to the north* which is a good evidence of the foregoing theory. In middle latitudes, there frequently is a narrow zone in the high troposphere south of the maximum westerlies in which the above criterion is satisfied, of which notable meteorologists of Chicago group (1947) pointed out quite clearly. Sawyer (1947) presented a hurricane theory based on this line of attack, or the hypothesis of dynamic instability.

References.

Arakawa, H.: a) Stabilitätskriterien der atmosphärischen horizontalen Turbulenz. Gerl. Beitr. Geophys. **58**, 3—10 (1941); b) Der Grenzwert für die Turbulenz in der Atmosphäre. J. Met. Soc. Japan, 2nd Ser., **19**, 171—175 (1941); c) Stabilitäts- und Böigkeitsbedingungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. J. Met. Soc. Japan, 2nd Ser., **19**, 205—208 (1941).

Kleinschmidt, E.: Stabilitätstheorie des geostrophischen Windfeldes. Ann. Hydr. mar. Met. **69**, 305—325 (1941).

Rossby, C. G., J. Namias and R. G. Simmers: Fluid Mechanics Applied to the Study of Atmospheric Circulation, Part I. A Study of Flow Patterns with the Aid of Isentropic Analysis. Papers in Physical Oceanography and Meteorology, Vol. VII, No. 1, 125 p. (1938).

Sawyer, J. S.: Notes on the Theory of Tropical Cyclones. Quart. J. Roy. Met. Soc., **73**, 101—126 (1947).

Solberg, H.: Le mouvement d'inertie de l'atmosphère stable et son rôle dans la théorie des cyclones, Proc.-verb. Ass. Météorol. UGGI, Edimbourg (1936), t. II 66—82 (1939).

Staff Members of the Department of Meteorology of the University of Chicago: On the general circulation of the atmosphere in middle latitudes. Bull. Amer. Met. Soc., **28**, 255—280 (1947).

Van Mieghem, J.: Sur la stabilité du courant géostrophique. La Météorol. 9—33 (1946).

— Contribution à l'étude de la Cyclogénèse. Inst. Roy. Météor. de Belgique, Mém. **23**, 1—24 (1946).

— L'instabilité hydrodynamique et les perturbations du courant zonal d'Ouest. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **1**, 143—148 (1948).

551.511: 551.542

(Observatoire Aérologique, Beograd.)

Sur l'énergie potentielle du champ barique.

Par

M. Čadež.

Résumé. De la surface limite de n'importe quelle particule d'air qui se meut dans l'atmosphère sort perpétuellement une énergie dans l'atmosphère ambiante et inversement. En raison de la présence de la force du gradient et de la force de pression, l'énergie que reçoit la particule de l'atmosphère ambiante est établie par l'équation (4′). Une partie de cette énergie détermine une modification de l'énergie potentielle du champ barique de la particule, et l'autre une modification de son énergie interne. L'énergie potentielle du champ barique peut être définie par l'enthalpie. Chaque particule d'air possède, outre les autres énergies, encore une énergie externe qui diffère de l'énergie interne en ce qu'elle ne réside pas dans la particule mais en dehors d'elle, dans l'atmosphère ambiante. Cette énergie est égale à la différence entre l'enthalpie et l'énergie interne de la particule.

Zusammenfassung. Durch die Grenzfläche jedes Luftteilchens, das sich in der Atmosphäre bewegt, strömt ständig Energie in die benachbarte Atmosphäre hinein und aus ihr hinaus. Die Energie, die das Luftteilchen aus der benachbarten Atmosphäre aufnimmt, wird aus der Gradientkraft und aus den Druckkräften durch Gl. (4′) bestimmt. Ein Teil dieser Energie bedingt eine Änderung der potentiellen Energie des barischen Feldes des Luftteilchens, der andere Teil dagegen eine Änderung seiner inneren Energie. Die potentielle Energie des Druckfeldes kann durch die Enthalpie definiert werden. Jedes Luftteilchen besitzt neben anderen Energiearten noch eine äußere Energie, die ihren Sitz nicht im Luftteilchen selbst, sondern außerhalb desselben in der umgebenden Atmosphäre hat; diese Energie ist gleich der Differenz zwischen der Enthalpie und der inneren Energie des Luftteilchens.

Summary. Through the boundary surface of any air particle moving in the atmosphere a permanent flow of energy is outgoing and incoming to and from the atmosphere. The energy absorbed by the air particle from the neighbouring atmosphere is defined from the gradient force and the pressure force by the equation (4′). One part of this energy induces a modification of the potential energy of the field of pressure of the air particle, and the other part a variation of the internal energy. The potential energy of the field of pressure

can be defined by the enthalpy. In addition to other kinds of energy each air particle holds an external energy, the place of which is not in the air particle itself but in the surrounding atmosphere. This energy is equal to the difference between the enthalpy and the internal energy of the air particle.

1° Dans la « Revue Hydrométéorologique » [*1*] nous avons montré comment nous pouvons exprimer à l'aide de l'énergie potentielle de la répartition de la pression de l'air définie par MARGULES [*2*], simplement l'énergie instable de l'air et comment, dans les processus adiabatiques dans un champ stationnaire de la pression, cette énergie est égale à l'enthalpie de l'air. Nous voulons montrer ici que l'énergie potentielle de la répartition de la pression de l'air, selon MARGULES, est définie d'une manière trop restreinte et que l'explication de cette énergie nous place devant différents problèmes en relation avec les questions de rapport des changements énergétiques dans un corps et dans un milieu ambiant.

2° Par la multiplication de l'équation de l'énergie

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{u^2}{2} + gz\right) = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial s}\,u \tag{1}$$

qui est valable pour une atmosphère sans frottement et dans laquelle u et $-\frac{\partial p}{\partial s}$ sont les composantes de la vitesse

$$\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$$

de l'air, respectivement du gradient barique

$$\operatorname{grad} p = -\left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z}\right)$$

dans la direction du courant, g l'intensité de l'accélération de la pesanteur, z la hauteur à laquelle se trouve l'air de densité ϱ et t le temps [*3*] avec $\varrho\, dV$ où dV est l'élément du volume et par intégration à travers la masse dans l'espace D nous obtenons [*4*]

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_D \frac{u^2}{2}\,dm + \int_D g\,z\,dm\right) + \int_D \frac{\partial p}{\partial s}\,u\,dV = 0.$$

Ici

$$\frac{\partial K_D}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_D \frac{u^2}{2}\,dm \text{ et } \frac{\partial P_D}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_D g\,z\,dm$$

est le changement total dans le temps de l'énergie cinétique, respectivement de l'énergie potentielle de la position de l'air qui se trouve dans l'espace D [*4*] tandis que

$$\frac{\partial \bar{B}_D}{\partial t} = \int_D \frac{\partial p}{\partial s}\,u\,dV, \tag{2}$$

dans l'esprit de la définition de MARGULES, est le changement de l'énergie potentielle de la répartition de la pression de l'air $\bar{B}_D$ [*2*]. EXNER donne

le même nom à cette énergie [5], tandis que KOSCHMIEDER lui donne le nom de réserve de travail [4]. BJERKNES ne la rappelle pas dans sa « Physique hydrodynamique » [6]. BRUNT dans son livre [7] et de même ERTEL [8] dans ses «Méthodes et problèmes de la météorologie dynamique» la mentionnent en passant. BUGAEV [9] lui donne une plus grande importance et l'appelle l'énergie potentielle du champ barique comme nous allons la nommer ici.

3° Suivant (2) nous pouvons dire que dans l'unité de temps l'énergie potentielle du champ barique d'une petite particule d'air de volume V change selon

$$\frac{d\bar{B}}{dt} = V \frac{\partial p}{\partial s} u. \tag{3}$$

Envisageons maintenant le cas où la particule d'air considérée se compose d'innombrables petits prismes dont les arrêtes sont δx, δy et δz. Dans l'intervalle de temps dt quand un de ces prismes parcourt le chemin $\overrightarrow{ds} = (dx, dy, dz)$, par suite de l'action des forces qui sont déterminées par le champ de la pression de l'air, il se produit un changement de l'état énergétique de *l'atmosphère ambiante* provoqué par deux causes différentes: 1° parce qu'à cet endroit il existe un gradient barique et 2° parce que sur la particule considérée la force de pression s'exerce de tous les côtés.

Dans l'unité de temps infiniment petite l'atmosphère ambiante effectue, à cause de la poussée de la particule observée dans la direction de la coordonnée x, le travail $p\, \delta y\, \delta z\, u_x$ (ou p est la pression de l'air à cet endroit). De la même manière, sur le côté antérieur, la particule observée effectue dans cette direction le travail

$$\left(p + \frac{\partial p}{\partial x}\, \delta x\right) \delta y\, \delta z \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x}\, \delta x\right)$$

$\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\right.$ changement de vitesse u_x sur l'unité de distance dans la direction $\left.x\right)$. Quand nous retranchons ce travail du premier nous obtenons évidemment l'énergie mécanique

$$-\frac{\partial p}{\partial x} u_x\, \delta x\, \delta y\, \delta z - p \frac{\partial u_x}{\partial x}\, \delta x\, \delta y\, \delta z = -\frac{\partial (p u_x)}{\partial x}\, \delta x\, \delta y\, \delta z$$

que l'atmosphère ambiante donne dans la direction x à la particule observée dans l'unité de temps. Si nous prenons en considération les valeurs correspondantes d'énergie mécanique dans les directions y et z nous obtenons que l'atmosphère ambiante fournit à la particule observée dans l'unité de temps au total

$$-\frac{dU_{e,\delta V}}{dt} = -\operatorname{div}(p\vec{u})\, \delta x\, \delta y\, \delta z = (\vec{u} \cdot \operatorname{grad} p - p \operatorname{div} \vec{u})\, \delta x\, \delta y\, \delta z \tag{4}$$

d'énergie mécanique.

Prenons en considération que

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \vec{u}\ \delta x\,\delta y\,\delta z &= \left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)\delta x\,\delta y\,\delta z\\ &= \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{dx}{dt}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{dy}{dt}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{dz}{dt}\right)\right]\delta x\,\delta y\,\delta z\\ &= \frac{d(\delta x)}{dt}\,\delta y\,\delta z+\frac{d(\delta y)}{dt}\,\delta z\,\delta x+\frac{d(\delta z)}{dt}\,\delta x\,\delta y\\ &= \frac{d}{dt}(\delta x\,\delta y\,\delta z)=\frac{d}{dt}(\delta V)\end{aligned}$$

où

$$\delta V = \delta x\,\delta y\,\delta z$$

est le volume du prisme élémentaire considéré, et que

$$\vec{u}\cdot\operatorname{grad} p = -\frac{\partial p}{\partial s}\,u;$$

alors nous pouvons écrire (4) sous la forme

$$\begin{aligned}-\frac{dU_{e,\delta V}}{dt} &= -\operatorname{div}(p\vec{u})\,\delta V\\ &= -\frac{\partial p}{\partial s}\,u\,\delta V - p\,\frac{d(\delta V)}{dt}.\end{aligned}$$

La somme de telles énergies qui se rapportent à tous les prismes élémentaires, tels que les parties de la petite particule d'air de volume V qui est observée, nous donne finalement l'énergie que l'atmosphère ambiante fournit dans l'unité de temps à la particule; celle-ci se monte à

$$\begin{aligned}-\frac{dU_e}{dt} &= -\operatorname{div}(p\vec{u})\,V = (u\cdot\operatorname{grad} p - p\operatorname{div}\vec{u})\,V \qquad (4')\\ &= -V\frac{\partial p}{\partial s}\,u - p\frac{dV}{dt}.\end{aligned}$$

A cause de l'action des forces qui sont déterminées par le champ de la pression atmosphérique dans l'unité de temps apparaît un changement de l'état énergétique de l'atmosphère ambiante. Grâce à la formule obtenue, on voit que celle-ci se compose de deux parties signalées plus haut: de la partie

$$\frac{dU_{e,g}}{dt} = V\frac{\partial p}{\partial s}\,u \qquad (5)$$

due à l'action de la force du gradient (résultante des forces de pression)

$$G_s = -V\frac{\partial p}{\partial s} \qquad (6)$$

qui agit sur la particule observée dans la direction s, et de la partie:

$$\frac{dU_{e,p}}{dt} = p\frac{dV}{dt}$$

due à l'action de la somme des forces de pression

$$P_{d\sigma} = p\,d\sigma$$

($d\sigma$ élément de la surface de la particule observée) qui agissent de tous côtés sur la particule observée.

En comparant (5) avec (3) nous voyons que le changement de l'énergie potentielle du champ barique est identique au changement de l'état énergétique de l'atmosphère ambiante qui est provoquée immédiatement et seulement par l'action de la force du gradient barique.

A un autre endroit [*10*], [*11*], [*12*] nous avons montré qu'on pouvait considérer l'autre changement $\frac{dU_{e,p}}{dt}$ comme une énergie ondulatoire (positive quand le volume de la particule augmente et négative quand il diminue) c'est-à-dire comme une énergie que la particule rayonne dans l'atmosphère ambiante et qui, sous l'aspect d'une onde longitudinale, dans l'atmosphère ambiante, se propage à la vitesse du son. D'après le premier principe de la théorie de la chaleur, cette énergie provoque seulement un changement de l'énergie interne de la particule et de l'atmosphère ambiante et rien n'influe sur le changement de l'énergie cinétique de la particule.

En relation avec cela nous attirons l'attention sur l'exposé de M. Van Mieghem dans [*13*], où à la page 19 — $T_j^i\, v^j$ (T_j^i tenseur des tensions, $v^j = \vec{u}$ vecteur de la vitesse) s'interprète comme une partie du vecteur flux de l'énergie cinétique. En réalité le vecteur flux de l'énergie cinétique est déterminé (comme nous avons l'intention de le montrer plus tard) seulement dans des cas exceptionnels par le membre $k\,\varrho\, v^i$ (k l'énergie cinétique dans l'unité de volume d'air); c'est à quoi nous amène l'équation (7, 2′) du travail précitée si nous écrivons le dernier membre du côte droit sous la forme $-\frac{\partial}{\partial x^i}(T_j^i\, v^j) + v^j \frac{\partial T_j^i}{\partial x^i}$. Pour les fluides sans frottement, le vecteur $-T_j^i\, v^j$ se réduit au vecteur $\vec{pu}$ c'est-à-dire au vecteur dirigé dans le sens du courant et dont l'intensité est égale à la somme des énergies interne et cinétique qui dans l'unité de temps traversent l'unité de surface perpendiculaire au vecteur de la vitesse et qui se meut à la même vitesse que l'air à cet endroit. La divergence de ce vecteur est égale au changement, traité plus haut, de l'état énergétique de l'atmosphère qui entoure la particule de l'unité de volume.

4° Envisageons que nous transportons quasi-statiquement et adiabatiquement une particule d'air ou un corps quelconque de la limite supérieure de l'atmosphère ($p = 0$) à l'endroit où se trouve la pression atmosphérique p. Supposons pour l'instant que sur le trajet la pression atmosphérique n'a nulle part varié au cours du temps. A cause de la force du gradient G_s (6) il est nécessaire pour ce transport d'éffectuer le travail

$$W = \int_0^s V \frac{\partial p}{\partial s}\, ds = \int_0^p V\, dp \left(\frac{\partial p}{dt} = 0\right) \tag{7}$$

où l'intégrale se rapporte à tout le trajet parcouru s. Vu que suivant le premier principe de la thermodynamique dans ce cas (toujours $dQ = 0$) on a :

$$V dp = dH$$

où H est l'enthalpie de cette particule, c'est

$$W = H - H_0 \tag{8}$$

(H_0 est l'enthalpie de la particule quand elle se trouve au sommet de l'atmosphère).

Le travail effectué W est donc numériquement égal à la partie de l'enthalpie de la particule que celle-ci possède parce qu'elle se trouve dans l'atmosphère.

D'après la définition de l'enthalpie

$$H = U + pV$$

est dans notre cas «l'enthalpie en dehors de l'atmosphère» H_0, identique à l'énergie interne U_0 que la particule possède au sommet de l'atmosphère après le transport; donc

$$H_0 = U_0. \tag{9}$$

A cause de l'accomplissement du travail W, la particule d'air observée acquiert une énergie potentielle, et cela exactement comme acquiert une énergie potentielle de position dans le champ de pesanteur n'importe quel corps après le transport d'un endroit de moindre potentiel à un endroit de plus grand potentiel. De même, comme l'énergie potentielle de la position du champ de la pesanteur est numériquement égale au travail qui est accompli contre la force de la pesanteur durant le transport à la limite du champ, ainsi cette autre est numériquement égale au travail qui est accompli contre la force du gradient durant le transport de la limite du champ de la pression de l'air.

En comparant (3) avec (7) nous pouvons conclure que cette énergie potentielle n'est rien d'autre que l'énergie potentielle du champ barique de la particule d'air de masse m. Suivant (8) cette énergie est égale à l'enthalpie relative, c'est-à-dire à cette partie de l'enthalpie qui est la conséquence de la présence de la particule dans le champ barique.

EXNER écrit [5]: „. . . . Unter gewissen Voraussetzungen wird diese Arbeit (Arbeit der Druckkräfte, remarque) von dem Weg, auf dem die Verschiebung vor sich geht, unabhängig, sie erhält den Charakter eines Potentials, aus dessen Anfangs- und Endwert sich die gewonnene lebendige Kraft berechnen läßt".

D'après le premier principe de la thermodynamique et d'après (9) on à dans le champ stationaire de la pression:

$$\frac{d}{dt}(H - H_0) = V \frac{\partial p}{\partial s} u + \frac{dQ}{dt} - \frac{dU_0}{dt}$$

$\left(\frac{dQ}{dt}\right.$ est la chaleur reçue par la particule d'air dans l'unité de temps$\Big)$. En comparant le changement obtenu avec (3) nous voyons que l'énergie potentielle du champ barique de la particule d'air dans le champ de la pression stationnaire, suivant MARGULES, est définie d'une façon trop étroite et qu'il faut la définir par son enthalpie relative:

$$B = H - H_0 = \int_0^p V \, dp \quad \left(\text{durant le transport } \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{dQ}{dt} = 0\right). \tag{10}$$

L'énergie potentielle du champ barique ainsi définie peut donc varier par l'absorption et l'émission de la chaleur. L'absorption et l'émission de la chaleur influe sur le volume du corps et ainsi sur la force du gradient qui agit sur le corps et avec elle sur l'énergie potentielle du champ barique.

5° Le travail qui doit être effectué pour le transport adiabatique de la particule de l'air dans le champ stationnaire de la pression $\left(\frac{\partial p}{\partial t} = 0\right)$ ne dépend ni du trajet, ni du temps du transport (8). Mais, dans l'atmosphère dans laquelle au cours du temps la pression varie, ce travail dépend dans une plus ou moins grande mesure du trajet et du temps dans lesquels nous avons effectué le transport.

Puisque, comme nous le savons,

$$\frac{\partial p}{\partial s} = \left(\frac{dp}{dt} - \frac{\partial p}{\partial t}\right)\frac{dt}{ds},$$

le travail qu'il est nécessaire d'accomplir contre la force du gradient pour le transport adiabatique de la particule de la limite supérieure de l'atmosphère ($p = 0$) jusqu'à l'endroit où la pression est p, devient:

$$W = \int_0^s V\frac{\partial p}{\partial s}\,ds = \int_0^p V\left(\frac{dp}{dt} - \frac{\partial p}{\partial t}\right)\frac{dt}{ds}\,ds$$

$$= (H - H_0) - \int_0^p V\frac{\partial p}{\partial t}dt.$$

Le deuxième membre nous montre que ce travail dépend du trajet et du temps, c'est-à-dire du changement local $\frac{\partial p}{\partial t}$ de la pression de l'air p sur le trajet s.

Il est évident que ainsi dans cette atmosphère chaque particule d'air possède une certaine énergie potentielle du champ barique. Comment faut-il la considérer? Le plus naturel est de la définir par le travail qui est reçu si on transporte adiabatiquement la particule à cause de l'action de la force du gradient de sa place à la limite supérieure de l'atmosphère, à condition que durant le trajet la pression ne varie à aucun endroit dans le temps. Ainsi nous pouvons de cette manière considérer en général l'enthalpie $H - H_0$ comme l'énergie potentielle du champ barique (10), c'est-à-dire comme l'énergie que l'atmosphère ambiante fournit à la particule d'air à l'occasion du déplacement adiabatique dans la direction de la diminution de la pression de l'air et que la particule reçoit quand elle se dirige adiabatiquement dans la direction de l'augmentation de la pression de l'air.

Prenant en considération (10) et le premier principe de la théorie de la chaleur pour le changement de l'énergie potentielle du champ barique de la particule de volume V, nous obtenons dans l'unité de temps

$$\frac{dB}{dt} = \frac{d}{dt}(H - H_0) = V\frac{dp}{dt} + \frac{dQ}{dt} - \frac{dH_0}{dt} \qquad (11)$$

$$= V\frac{\partial p}{\partial s}u + V\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{dQ}{dt} - \frac{dH_0}{dt}.$$

L'énergie potentielle du champ barique peut donc varier pour quatre causes différentes: 1° à cause du mouvement de la particule vers une région de haute ou de basse pression de l'air, 2° à cause du changement local de la pression de l'air, 3° à cause de l'absorption ou de l'émission de la chaleur et 4° à cause du changement de l'enthalpie en dehors de l'atmosphère.

Le changement local de la pression $\frac{\partial p}{\partial t}$ influe de même sur l'énergie potentielle du champ barique, comme l'absorption et l'émission de la chaleur. Quand par exemple à l'endroit de l'observation, la pression p augmente de Δp, la particule observée reçoit l'énergie potentielle du champ barique et cela parce que le travail effectué W serait de $\int_{p}^{p+\Delta p} V\,dp$ plus grand que le travail qui devrait s'effectuer si la pression p à cet endroit ne changeait pas.

6° Chaque particule d'air possède, parce qu'elle se trouve dans l'atmosphère, une certaine énergie potentielle du champ barique B (10). Mais parce qu'elle se trouve dans l'atmosphère, elle possède aussi une certaine énergie interne N. Si nous transportons cette particule par voie adiabatique au sommet de l'atmosphère, en supposant que sur le trajet la pression ne varie nulle part dans le temps, alors celle-ci perd cette énergie interne et la transmet tout entière à l'atmosphère ambiante. D'après le premier principe de la théorie de la chaleur nous avons

$$N = U - U_0 = \int_0^p p\,dV \quad \left(\text{durant le transport } \frac{\partial p}{dt} = \frac{dQ}{dt} = 0\right). \tag{12}$$

(U, U_0 est l'énergie interne de la particule avant, respectivement après son transport au sommet de l'atmosphère).

A l'occasion du déplacement de l'air dans l'atmosphère le changement de l'énergie potentielle du champ barique est défini par l'équation (11) et le changement de l'énergie interne (en accord avec le premier principe de la théorie de la chaleur) par l'équation:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d}{dt}(U - U_0) = -p\frac{dV}{dt} + \frac{dQ}{dt} - \frac{dU_0}{dt}. \tag{13}$$

Nous voyons que pour l'air atmosphérique le premier principe de la théorie de la chaleur peut s'énoncer de deux manières. L'une d'elles (11) se rapporte à *l'énergie cinétique* de la particule (1) et (11) et l'autre (13) à son *énergie interne*, c'est-à-dire à l'énergie que la particule durant le changement de volume abandonne sous forme d'énergie ondulatoire dans l'atmosphère ambiante [*11*].

L'équation (11) montre comment varie la réserve d'énergie qui se trouve dans l'atmosphère ambiante et qui influe sur la position de la particule dans celle-ci. D'autre part l'équation (13) montre comment durant le déplacement varie l'énergie interne d'un corps.

7° A côté de l'énergie potentielle du champ barique B et de l'énergie interne U, chaque particule d'air possède aussi une certaine énergie

potentielle de position P, une énergie cinétique K et peut-être encore une énergie F d'autre sorte. Mais l'ensemble du contenu de l'énergie de la particule d'air qui se trouve dans l'atmosphère n'est pas égal à la somme de toutes les énergies citées.

A l'occasion du transport adiabatique au sommet de l'atmosphère dans laquelle la pression ne change pas au cours du temps, l'atmosphère ambiante fournit cependant à la particule l'énergie B, mais en même temps la particule d'air, parce qu'elle se meut adiabatiquement, fournit à l'atmosphère ambiante l'énergie N. La particule arrivant au sommet de l'atmosphère reçoit ainsi de l'atmosphère ambiante au total seulement $B - N$ c'est-à-dire suivant (10), (12) et (9) seulement

$$Z = B - N = H - U = \int_0^p (V dp + p dV) = pV \tag{14}$$

de l'énergie.

Nous pourrions définir l'énergie potentielle du champ barique par l'énergie que l'atmosphère fournirait à la particule à l'occasion de son rejet adiabatique et isométrique ($dV = 0$) au sommet de l'atmosphère dans le champ stationnaire de la pression. Dans ce cas on recevrait le travail

$$Z = \int_0^s V \frac{\partial p}{\partial s} ds = V \int_0^p dp = pV$$

$$\left(\text{durant le transport } \frac{dQ}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial V}{\partial t} = 0\right)$$

qu'il faudrait effectuer contre la force de gradient, et la particule ne donnerait évidement aucune énergie à l'atmosphère ambiante durant ce trajet. Mais cette définition ne serait pas naturelle, car le volume de l'air à l'occasion du mouvement dans l'atmosphère s'adapte de telle manière que la pression interne de l'air soit toujours pratiquement égale à la pression externe. Que nous définissions cette énergie d'une manière ou d'une autre, la particule d'air de volume V qui se trouve à la place où la pression est p contient dans l'air ambiant l'énergie Z (14) qui est toujours à la disposition de la particule. A la différence de l'interne, nous pouvons appeller celle-ci *l'énergie externe de la particule d'air.*

L'énergie externe dépend seulement du volume V et de la pression p. Chaque corps qui avait dans l'atmosphère à l'endroit où la pression est p un volume V, possède selon (14) une énergie externe pV. Il faut souligner que non seulement l'équation (14) mais toutes les équations écrites jusqu'à présent sont valables pour n'importe quel corps qui se trouve dans l'atmosphère.

Suivant (14) on a:

$$H = U + pV = U + Z$$

et, prenant en considération aussi (9) et (12), l'enthalpie relative est

$$H - H_0 = (U - U_0) + pV = N + Z. \tag{15}$$

L'enthalpie H peut donc être interprétée comme la somme des énergies interne et externe d'un corps et l'enthalpie relative $H - H_0$ comme l'énergie totale qui apparaît parce que le corps se trouve dans le champ de la pression de l'air.

Le contenu total de l'énergie de la particule d'air qui se trouve dans l'atmosphère est d'après cela:

$$E = U + Z + P + K + F$$
$$= H + P + K + F.$$

Il faut aussi attirer l'attention sur le fait que par le départ de n'importe quelle particule d'air de l'atmosphère, celle-ci ne perd pas seulement autant d'énergie que la particule en contient mais perd aussi celle qui se trouve sous forme d'énergie externe Z en dehors de la particule.

8° Limitons maintenant nos observations à l'air comme étant un gaz idéal. Pour un tel gaz ou a comme nous le savons:

$$H = mc_p T,\ U = mc_v T,\ U_0 = H_0 = 0,\ H - U = m(c_p - c_v) T = mRT \quad (16)$$

(T est la température absolue, c_p, c_v la chaleur spécifique de l'air sous une pression constante, respectivement sous un volume constant, R la constante du gaz). Dans ce cas l'énergie potentielle du champ barique est proportionnelle simplement à l'énergie interne de la particule, et le changement de la première est $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ de fois plus grand que le changement simultané de l'autre.

Si nous prenons en considérations (15) nous obtenons à l'aide de (16) l'équation d'état

$$pV = mRT$$

qui dit simplement que pour un gaz idéal l'énergie totale $mc_p T$, qui apparaît parce que le gaz se trouve dans le champ de la pression de l'air, est égale à la somme de son énergie interne $mc_v T$ et de l'énergie externe pV.

Si nous ajoutons une quantité dQ de chaleur à la particule d'air de l'atmosphère du champ de pression stationnaire, alors, suivant le premier principe de la chaleur, son énergie interne augmente de:

$$dU = mc_v dT.$$

La partie restante

$$mc_p dT - mc_v dT = mRdT = p\,dV = dZ$$

sous forme d'énergie externe se propage dans l'atmosphère ambiante. Nous voyons que dans ce cas l'énergie que la particule d'air donne à l'atmosphère ambiante lui appartient en réalité et qu'elle se tient toujours à la disposition de la particule pour pouvoir quitter plus tard éventuellement l'atmosphère.

Si cet air dans le champ stationnaire barique commence à monter adiabatiquement et si sa température est égale à celle de l'atmosphère ambiante, alors à l'occasion du changement d'altitude dz, l'énergie poten-

tielle de la position augmente de $mgdz$ tandis que l'énergie potentielle du champ barique diminue de:

$$-dB = -V\frac{\partial p}{\partial z}dz = V\,g\,\varrho\,dz = mgdz$$

c'est à dire précisément d'autant. Dans ce cas (quand la température de la particule est égale à celle de l'atmosphère ambiante) l'énergie potentielle de position en entier augmente aux dépens de l'énergie potentielle du champ barique. Sie cependant la densité ϱ' de l'air ambiant était différente de celle ϱ de la particule, alors à l'occasion d'un changement adiabatique d'altitude l'énergie potentielle du champ barique diminuerait de:

$$-dB = -V\frac{\partial p}{\partial z}dz = \frac{m}{\varrho}\,g\,\varrho'\,dz = mg\left(1 + \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho}\right)dz.$$

Nous voyons que dans le champ stationnaire de la pression, le changement

$$dL = -mg\frac{\varrho' - \varrho}{\varrho}dz$$

de l'énergie de l'instabilité L de la particule est égal au changement de l'énergie potentielle totale de cette particule:

$$dL = dP + dB. \tag{17}$$

Nous voyons que l'énergie d'instabilité de la particule n'est rien d'autre que l'ensemble de l'énergie potentielle de la particule.

Imaginons que nous jetons dans l'atmosphère à l'endroit où la pression $p = \text{const}$ une particule d'air de masse m. Cette particule occupe dans l'atmosphère un expace V. Pour occuper cet espace, la particule a effectué évidemment un travail pV. Ainsi elle a comprimé (adiabatiquement) l'air ambiant qui a reçu de l'énergie aux dépens de l'énergie externe de la particule, c'est-à-dire pV. Puisque pV est l'énergie externe de la particule, alors l'énergie distribuée à l'atmosphère ambiante appartient dans ce cas à la particule et se tient «à sa disposition» pour son départ éventuel de l'atmosphère plus tard.

9° A l'occasion du mouvement adiabatique de la particule d'air dans l'atmosphère indifférente où la pression au cours du temps ne varie nulle part et où sa température est toujours égale à celle de l'atmosphère ambiante, suivant (17) et (14) la somme de l'énergie potentielle de position et de l'énergie potentielle du champ barique, ou ce qui revient au même, la somme des énergies interne, externe et potentielle de position est constante. Il en est de même pour le mouvement adiabatique dans n'importe quelle atmosphère où la pression au cours du temps ne varie nulle part, la somme des énergies potentielle et cinétique est constante (équation de Bernoulli-Bjerknes [*1*]).

La somme des énergies interne et externe, c'est-à-dire l'enthalpie, est la mesure de la position de la particule dans le champ de pression, et l'énergie externe est la réserve d'énergie qu'a la particule en dehors d'elle. Il nous semble que dans la nature il existe un principe selon lequel se

règlent les relations entre une particule-individu et le milieu ambiant. Rappelons-nous par exemple que la particule dans le champ stationnaire de la pression donne au milieu ambiant exactement autant d'énergie qu'il lui en faut plus tard pour son rejet éventuel de l'atmosphère ou l'équation de l'état d'un gaz idéal jusqu'où nous amène une observation de cette sorte et non la loi de Boyle-Mariotte ni celle de Gay-Lussac.

A l'occasion du mouvement adiabatique dans l'atmosphère avec un champ stationnaire de la pression, le contenu total de l'énergie qui appartient à la particule ne change pas. D'après ce qui précède, seuls des changements locaux de la pression de l'air $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ et l'émission ou l'absorption de chaleur $\left(\frac{dQ}{dt}\right)$ provoquent un changement dans l'état énergétique d'un gaz idéal. Mais la question se pose de savoir pourquoi précisément ces changements influent sur le contenu total de l'énergie de la particule et encore s'il est possible que l'énergie potentielle de position qui est si semblable à l'énergie potentielle du champ barique et qui est conditionnée à la force de la gravitation, soit une notion plus étroite de l'énergie potentielle du champ barique.

Bibliographie.

1. Čadež, M.: Potencijalna energija raspodele vazdušnog pritiska i Bernoulli-Bjerknes-ova jednačina, Hidrometeorološki glasnik, Beograd, 1948.
2. Margules, M.: Energie der Stürme, Jahrb. Zentralanstalt f. Meteor. u. Geod., Wien, 1903.
3. Koschmieder, H.: Dynamische Meteorologie, 2. Aufl., Leipzig, 1941, p. 336.
4. — l. c., p. 337.
5. Exner, F. M.: Dynamische Meteorologie, Wien, 1917, p. 129.
6. Bjerknes, V., J. Bjerknes, H. Solberg und T. Bergeron: Physikalische Hydrodynamik, Berlin, 1933.
7. Brunt, D.: Physical and Dynamical Meteorology, Cambridge, 2 ed., 1944.
8. Ertel, H.: Methoden und Probleme der dynamischen Meteorologie, Berlin, 1938, p. 46.
9. Bugaev, V. A.: Methoden der barischen Topographie (russisch), Moskau-Leningrad, 1947.
10. Čadež, M.: Impulzna teorija gibanja, Ljubljana, 1945.
11. — Conséquences immédiates de l'absorption et de l'emission de l'énergie calorique. Arch. Scienc. phys. nat. 1947, p. 112.
12. — O pretvaranju energije u atmosferi, Beograd, 1949.
13. Van Mieghem, J.: Les équations générales de la mécanique et de l'énergétique des milieux turbulents en vue des applications à la météorologie. Inst. Roy. Mét. Belgique, Mémoires, Vol. XXXIV, 1949.

551.511: 551.547: 551.557

On the Vertical Structure of Pressure and Wind-Fields.

By

R. W. James, Edinburgh.

With 8 figures.

Summary. The variation of pressure-gradient and geostrophic wind with height is studied for a number of characteristic atmospheric structures by means of typical profiles. It is shown that the exponential decay of pressure gradient with height is characteristic of such diverse systems as tropical cyclones, "heat lows", occluded cyclones, and warm anticyclones, although the decay coefficient varies at different levels.

It is shown that GOLDIES treatment of the variation of momentum with height in occlusions and warm anticyclones reveals the same structural features as the method here presented, as also does the analysis of wind-variance with height. The equivalent height is shown to be a parameter descriptive of the vertical profile, but the more complex systems call for a two parameter description.

The vertical variation of the mean westerly flow over N. America is analysed. It is shown that the strength of the flow varies widely with season and longitude, but that the shape of the vertical profile does not vary significantly. The wind-field of the general flow is shown to extend to very great height, geostrophic speed culminating at about 12 km.

Zusammenfassung. Die Änderung des Druckgradienten und des geostrophischen Windes mit der Höhe wird an Hand von typischen Profilen für eine Anzahl charakteristischer Zustände der Atmosphäre untersucht. Es wird gezeigt, daß die exponentielle Abnahme des Druckgradienten mit der Höhe für ganz verschiedene Systeme, wie tropische Zyklonen, Wärmetiefs, okkludierte Zyklonen und warme Antizyklonen charakteristisch ist, obgleich der Abfallkoeffizient in verschiedenen Höhenlagen variiert.

Es wird gezeigt, daß GOLDIES Behandlung der Veränderung der Bewegungsgröße mit der Höhe in Okklusionen und warmen Antizyklonen auf dieselben Strukturerscheinungen führt wie die hier benützte Methode und wie die Analyse der Windänderungen mit der Höhe. Die äquivalente Höhe stellt einen Parameter zur Beschreibung des Vertikalprofils dar, doch verlangen die komplizierteren Systeme eine Beschreibung durch zwei Parameter.

Die vertikale Änderung der mittleren Westströmung über Nordamerika wird analysiert. Es wird gezeigt, daß die Stärke der Strömung mit der Jahreszeit und der geographischen Länge stark variiert, daß jedoch der Gesamtverlauf des Vertikalprofils keine bemerkenswerten Unterschiede zeigt. Es wird nachgewiesen, daß sich die allgemeine Strömung bis zu sehr großen Höhen erstreckt; die geostrophische Geschwindigkeit hat ihr Maximum bei etwa 12 km.

Résumé. On étudie la variation du gradient de pression et du vent géostrophique avec l'altitude à l'aide de profils typiques pour un certain nombre d'états caractéristiques de l'atmosphère. On montre que la décroissance exponentielle du gradient de pression avec l'altitude est caractéristique pour des systèmes tout à fait différents, tels que les cyclones tropicaux, les dépressions chaudes ou occluses et les anticyclones chauds, bien que le coefficient de la décroissance varie à différents niveaux.

On montre que la méthode de Goldie appliquée à la variation de la quantité de mouvement selon l'altitude dans des occlusions et dans des anticyclones chauds conduit à des structures analogues à celles que fournit la méthode employée ici, ainsi qu'à celles que donne l'analyse de la variabilité du vent avec l'altitude. La hauteur équivalente constitue un paramètre propre à décrire le profil vertical, mais les systèmes plus compliqués exigent une description à l'aide de deux paramètres.

On analyse la variation verticale du courant d'Ouest moyen au-dessus de l'Amérique du Nord. La vitesse du courant varie fortement avec la saison et avec la longitude, mais la structure générale du profil vertical ne présente pas de différences remarquables. On prouve que le courant général s'étend à de très grandes altitudes; la vitesse géostrophique présente son maximum vers 12 km. environ.

I. Introduction.

Since the advent of routine upper-air soundings considerable information has been acquired concerning the vertical structure of atmospheric disturbances. With the possibility of drawing pressure-contours at various levels, the practising meteorologist has been able to acquire a "feeling" for the vertical structure of cyclones and anticyclones not hitherto possible, and may carry in his head the concept of a typical structure in terms of the appearance of the associated upper contours.

But in the nature of the graphical method employed, the forecaster is not able to communicate the nature of his discoveries. By way of illumination for one outside his discipline, he can do little more than display a set of contours of a "typical" situation with the assurance that this is what a depression "looks like".

This incommunicability of the synoptic method has long been the curse of meteorology, regarded as a science rather than as an art, and the remedy is to evolve a satisfactory parametric representation of the structural properties of wind and pressure-fields.

The author [4] has attempted to show that the horizontal structure of circular disturbances may be broadly represented by two parameters,

a scale-factor, and the intensity h, or the pressure-difference between the centre and the periphery at a fixed level.

If h and the scale-factor are specified at various heights we have a three-dimensional description of the vortex. It may be assumed, as a first approximation, at least, that the scale of a disturbance does not alter appreciably with height. If it does so it is strange that the fact has so far escaped the attention of synoptic meteorologists.

With the assumption concerning the constancy of scale, the specification of vertical structure reduces to a parametric description of how the intensity varies with height.

An overall parameter descriptive of vertical structure is the *equivalent height* (James [4]), defined by

$$Z = \frac{1}{h_o} \int_0^\infty h \, dz$$

where h_o is the intensity at the surface.

There is a difficulty that sometimes arises with the use of the equivalent height. If we have a high level vortex which does not influence surface-pressure at all, we have $h_o = 0$, and $Z = \infty$. In such cases it is necessary to define an *equivalent thickness*

$$Z_T = \frac{1}{h_m} \int_0^\infty h \, dz$$

where h_m is the maximum value of h.

The equivalent thickness is related to the equivalent height by

$$Z_T = h_o Z / h_m.$$

For all the perturbations studied in this paper the maximum value of h occurs at or near the surface, so that

$$h_m \approx h_o \quad \text{and} \quad Z_T \approx Z.$$

In the following we shall examine the vertical structure of hurricanes and extratropical disturbances, and consider the suitability of Z as a parameter descriptive of the variation of h with height.

II. The Intensity of Hurricanes.

The hurricane in general has a simpler vertical structure than extratropical disturbances, and will accordingly be treated first.

Simpson [6] has computed the pressure-drop at 10.000 ft. intervals within a hurricane which passed over Tampa, Fla. in October, 1944. His estimates of h, derived from a comparison of a sounding in the eye of the storm with one at an estimated distance of 200 miles from the centre, vary from 52 mb. at the surface to 2 mb. at 50.000 ft.

In Fig. 1 the ratio h/h_o on a logarithmic scale is plotted against height (top curve for Tampa hurricane).

It will be seen that above 3 km. the points lie very closely on a straight line. Hence above 3 km. the vertical structure of the Tampa hurricane was closely represented by $h(z) = h(3)\, e^{-(z-3)/4.2}$, where z is expressed in km.

From 0 to 3 km. we may represent the data by $h(z) = h_o\, e^{-z/9.5}$. The decay is less rapid in the lowest three km. as expressed by the smaller value of the exponent of decay, 9.5^{-1} km^{-1}.

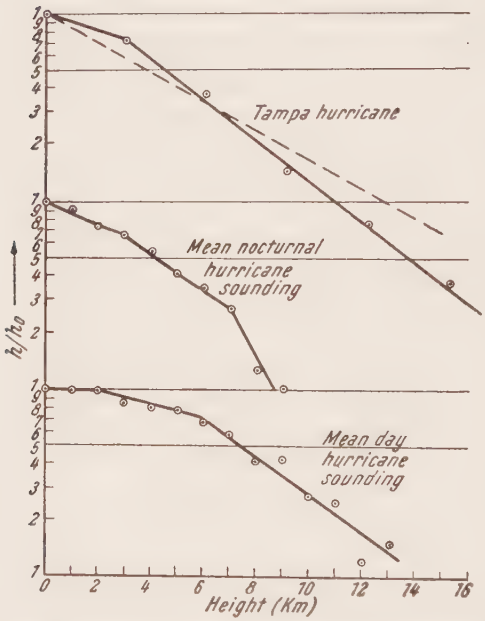

Fig. 1. Intensity (log scale) versus height for Hurricanes.

A less good representation in terms of one decay-rate only is possible with the curve $h(z) = h_o\, e^{-z/5.5}$, shown dotted in Fig. 1. To a fair degree of approximation, therefore, the intensity of the Tampa hurricane fell off exponentially with height.

It is of interest to find that one hurricane possesses a relatively simple vertical structure, but the particular form found relates to one disturbance only, and may not be typical of hurricanes in general. We turn, therefore, to the mean hurricane soundings of SCHACHT [5]. SCHACHT obtained mean ascent curves for 14 midnight and 11 midday soundings in the Caribbean area, and compared them with the mean ascent curves for undisturbed days. In this way he was able to compute the pressure-drops corresponding to the mean hurricane soundings at 1 km. levels. The ascents used relate to soundings in different hurricanes, and at different distances from the centre, but the way in which the pressure-drop so computed varies with height may be taken as a measure of the variation with height of the mean intensity of hurricanes.

The ratio of the mean pressure-drop at height to the surface pressure-drop, is plotted logarithmically as a function of height in Fig. 1, the middle curve corresponding to the night sounding.

A straight line fits quite well up to 3 km. in the case of the night sounding, the variation of h being represented by $h = h_o\, e^{-z/6.9}$. At 3 km. a change in slope occurs, and we find the relation $h = h(3)\, e^{-\frac{z-3}{4.2}}$

holds up to about 7 km. The decay exponent in this range is the same as that found for the Tampa hurricane. Above 7 km. a more rapid decay rate is suggested, but the figures become uncertain here.

The day soundings (Fig. 1, lowest curve) show slightly different characteristics. The pressure-drop is practically constant up to 2 km., and then falls off as $\exp - z/9.8$ to 5–6 km. Above 6 km. the decay is as $\exp - z/4.4$ practically the same decay rate as we found for the Tampa hurricane in the corresponding range.

On the basis of these three soundings, we conclude that hurricanes are characterised by a slow rate of exponential decay to about 3 km., and by a more rapid decay above 3 km.

The differences found in the mean night and day ascents poses the question whether there is some systematic diurnal variation in hurricane structure. It is not possible to settle this point until more extensive data are available. SCHACHTS mean ascents are based on a handful of observations, and may not be completely representative, while the possibility of radiation errors affecting the day soundings cannot be excluded.

In the simplest possible case of exponential decay, with exponent $(Z')^{-1}$, we have $h = h_o e^{-z/Z'}$ at all levels.

The equivalent height is then given by

$$Z = \int_0^\infty e^{-z/Z'}\, dz = Z'.$$

Hence with simple exponential decay, *the reciprocal of the decay exponent is the equivalent height.* At the equivalent height the intensity is $1/e$ of its surface value.

In the case of decay at two rates, say as e^{-z/Z_1} up to 3 km., and as e^{-z/Z_2} above 3 km., we find

$$Z = Z_1 - (Z_1 - Z_2)\, e^{-3/Z_1}.$$

Taking $Z_1 = 9.5$ km., $Z_2 = 4.2$ km., corresponding to the structure of the Tampa hurricane, we find $Z = 5.5$ km.

This is within 2% of the value of Z obtained by the direct evaluation of $\frac{1}{h_o}\int_0^\infty h\, dz$.

The equivalent height only gives a perfect description of vertical structure in the case of simple exponential decay. For a better representation we must specify the decay exponents and their range. However, when we are limited to a single-parametric specification of vertical structure, the equivalent height is the obvious choice, having the virtue of simplicity and ease in computation.

To a real vortex with equivalent height Z, there corresponds an *equivalent vortex* with the same surface intensity, and a vertical structure, $h = h_o\, e^{-3/Z}$.

The dotted line in the top curve of Fig. 1 shows the equivalent vortex for the Tampa hurricane. It gives a low estimate of h below 6 km. and a high estimate above 6 km., but the approximation is satisfactory over a considerable range of z.

III. The Variation of Wind with Height.

The density varies with height, to an approximation, as

$$e^{-z/H}$$

where H is the *scale height* of the atmosphere. H is of the order 8 km. for normal temperatures.

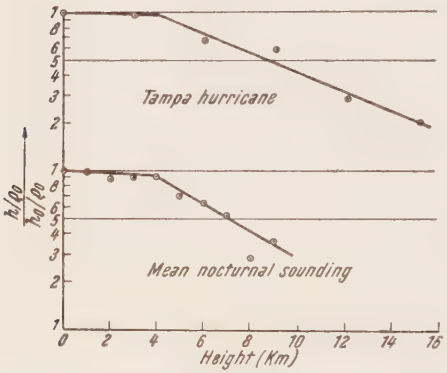

Fig. 2. h/ϱ (log scale) for Hurricanes.

In a simple exponentially decaying vortex we have,

$$h/\varrho = \frac{h_o}{\varrho_o} \exp -z\,(1/Z - 1/H).$$

Hence *h/ϱ increases or decreases with height according as the reciprocal of the decay exponent is greater than or less than the scale height.*

Fig. 2 shows the plot of $h\,\varrho_o/h_o\,\varrho$ for the Tampa hurricane (upper curve) and the mean midnight hurricane curve.

For the Tampa disturbance we find that h/ϱ is almost constant with height up to 3 km., strictly,

$$h/\varrho = \left(\frac{h_o}{\varrho_o}\right) \exp\ (-z/104).$$

The small decay exponent is a result of the approximate equality between the inverse decay exponent of h and the scale height. Above 3–4 km. the decay rate becomes greater and we find

$$(h/\varrho = (h/\varrho)_{3\text{ km.}} \exp\ -(z-3)/6.5.$$

For the midnight sounding, h/ϱ decays slightly more rapidly at lower levels, as

$$\exp\,(-z/35)$$

but $h/\varrho \approx$ constant up to 4 km. is still a good approximation. Above 4 km. the decay is slightly more rapid than that found for the Tampa hurricane in this range, as $\exp\,(-z/5.3)$.

We can thus express the vertical structure of hurricanes by saying that h/ϱ remains approximately constant up to about 3 km. and then decays exponentially fairly rapidly.

If we assume that the wind-field in a circular hurricane is in approximate centrifugal balance, the wind-speed v at a distance r from the centre is given by

$$v^2 = -\frac{r\,\partial p}{\varrho\,\partial r}.$$

The pressure field of a circular vortex can be represented by

$$p = p_o - h\,f(r)$$

where $f(r)$ is the reduced profile-shape (James [4]).

Hence we have

$$v^2 = + \frac{h}{\varrho}\, r\, \frac{\partial f}{\partial r}.$$

Therefore, provided the profile-shape is independent of height, v^2 varies with height as h/ϱ.

Hence the way in which h/ϱ varies with height indicates the way in which the kinetic energy (K. E.) per unit mass changes, just as the variation of h indicates the variation of K. E. per unit volume with height.

The wind speed varies as $\sqrt{h/\varrho}$. In the Tampa hurricane it remains sensibly constant up to 3 km. and then decreases as

$$\exp(-z/13).$$

The wind-speed at 16 km. is still 37% of the near-surface value if we can treat the vortex as a centrifugal one. Actually there is some control on the wind-field of hurricanes by the Coriolis parameter, and because of this the speed will decrease with height rather more rapidly than $\sqrt{h/\varrho}$, but the vertical circulation of hurricanes can still extend to very great height.

IV. The Structure of Heat Lows.

In regions of the world where summer surface heating is intense, a quasi-permanent heat low develops. These systems are quite shallow, seldom affecting the flow above 1–2 km. Typical is the summer low over the SW. United States. We take as typical of an ascent within such a system the mean June aerological data for Phoenix, Arizona, and compare it with a mean ascent on the periphery of the system, that for Santa Maria, Calif. In Fig. 3 the difference in mean contour height between these two stations is plotted against the height of the 950, 900 and 850 contours for Santa Maria.

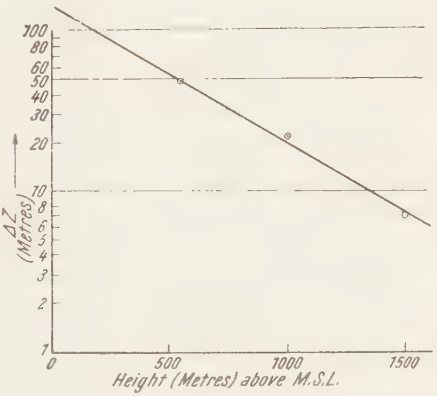

Fig. 3. h/ϱ (log scale) for a Heat Low.

The contour-height difference may be taken as a measure of h/ϱ in the heat low, for

$$h = \Delta p = -g\,\varrho\,\Delta Z.$$

We find that h/ϱ decays with height as $\exp -(z/470)$, where z is expressed in metres. Allowing for the variation of ϱ with height, h will decay as $\exp -(z/440)$.

As previously stated, the heat low is essentially a shallow surface phenomenon, the intensity decaying to $1/e$ of the surface value in 4–500 metres. The equivalent height for the disturbance is 440 m., of the order 1/10th the equivalent height of hurricanes.

V. The Structure of Middle Latitude Cyclones and Anticyclones.

Dines [2] has published a mean cyclone and a mean anticyclone structure based on aerological ascents made in the British Isles in the early years of the present century. These pressure-height relationships, together with Dines' mean or "standard" atmosphere for the same area are given in Table 1. By subtracting column 2 from column 4 we determine the intensity of the mean cyclone as a function of height. Similarly the intensity of the mean anticyclone is found by subtracting column 4 from column 3.

Table 1. *Vertical Structure of the Mean Cyclone and Anticyclone (Dines).*

Height (km.)	Mean Pressure (mb.)			Mean intensity (mb.)	
	Lows	Highs	Average	Lows	Highs
0	989	1026	1014	25	12
1	875	908	900	25	8
2	772	802	795	23	7
3	678	708	699	21	9
4	594	623	615	21	8
5	519	547	538	19	9
6	451	478	469	18	9
7	390	417	407	17	10
8	337	362	352	15	10
9	289	313	303	14	10
10	249	269	261	12	8
11	214	231	224	10	7
12	184	197	192	8	5
13	158	168	164	6	4
14	135	143	140	5	3

These figures are plotted on a logarithmic scale for h as a function of height in Fig. 4, the upper curve corresponding to the mean cyclone. At lower levels, say up to 6 km., the decay of log intensity with height is approximately linear, or $h \approx h_o \exp(-z/19)$, z being expressed in km. The slope of the curve changes above this height, and finally settles down to a linear relationship above 10 km., with a more rapid decay, $h \approx \exp -(z/4.9)$. From direct evaluation we find the equivalent height to be 9.5 km. The equivalent vortex, $h = h_o \exp -(z/9.5)$, is shown by a broken line in Fig. 4. The equivalent vortex gives a tolerable representation of mean cyclonic structure up to about 11 km., the maximum departure being about 15%.

For a more exact representation we should have to adopt some other empirical curve. The best approach is probably to fit the points by a series of straight lines in different ranges. A good fit can be obtained in terms of 3 decay rates, those already indicated for below 6 km. and above 10 km., and exp $(-z/11.5)$ in the remaining range.

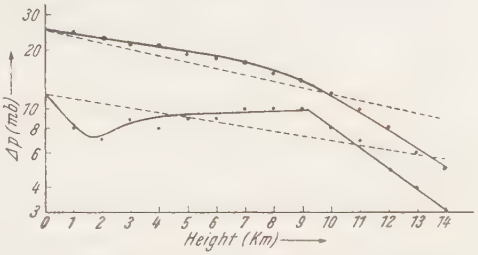

Fig. 4. Intensity (log scale) versus height, mean cyclone (top curve) and anticyclone.

The mean anticyclonic structure is rather more complex. There is a rapid, approximately exponential decay in the first two km., as exp $(-z/2.6)$ followed by a rapid rise, slacking off to a slow growth between 4 and 8 km. which may be represented by exp $(+z/30.5)$. Above 8 km. the points are well represented by the rapid exponential decay, exp $(-z/4.1)$. The equivalent height is 9.9 km. The equivalent vortex profile, $h = h_o \exp(-z/9.9)$ is shown by a broken line in Fig. 4.

The complex vertical structure of the mean anticyclone might suggest that we are dealing with a composite structure. On this view the structure in the first few km. would largely reflect the shallow, cold type of anticyclone, whereas at high level the profile would be more truly representative of the warm, stable type of high.

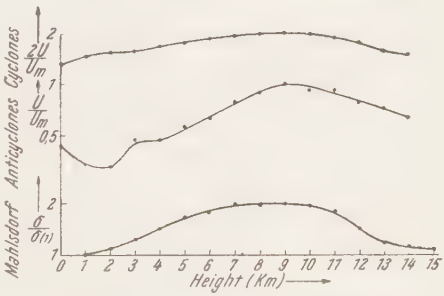

Fig. 5. h/ϱ for mean cyclone (top curve), for anticyclone and for wind perturbations at Mahlsdorf.

The vertical structure of highs and lows has been expressed in terms of the vertical variation of h. We could equally well describe it in terms of the variation of h/ϱ. On the assumption that the spread and the shape of the horizontal pressure profile do not vary with height, it is easy to show that the tangential geostrophic wind speed varies with height proportionately to h/ϱ, just as the geostrophic momentum per unit volume varies as h. Fig. 5 shows the vertical profile of h/ϱ for the mean cyclone (top curve) and for the mean anticyclone.

Geostrophic wind-speed in the mean cyclone culminates in a flat maximum at 8–9 km., the "jet level", being nearly symmetrical about the maximum in the range, 3–14 km. In this range we may represent the data approximately by

$$U = U_m \exp\left[-k\,(z - 8.5)^2\right],$$

where U_m is the geostrophic wind speed at jet level, 8.5 km., and k is

a constant. From the surface to jet level the geostrophic wind speed increases by about 50%. In the upper troposphere (5.5 to 11.5 km.) wind-speed only varies from its mean value by 5% either way.

Except in the first 4 km. the geostrophic wind-speed profile of the mean anticyclone resembles that for the mean cyclone, except that the maximum is sharper, and occurs at slightly higher level, 9.4 km. approximately. A reasonable representation in the range 7–12 km. is given by

$$U = U_m \exp\,[-k(z-9.4)^2].$$

The geostrophic wind-speed at jet level is slightly over twice the surface value.

The kinetic energy per unit volume, $^1/_2\,\varrho\,v^2$, is proportional to h^2/ϱ. In the mean cyclone h^2/ϱ remains practically constant with height up to 7 km. At higher levels it decreases, to about 1/5th the surface value at 14 km.

In the mean anticyclone the kinetic energy decreases from the surface to 2 km., then increases to a maximum of slightly less than twice the surface value at 9 km. It then decreases, and is 35% of the surface value at 14 km.

VI. The Variation of Momentum with Height.

Goldie [3] has shown that in (occluded) depressions, the momentum, $\varrho\,U$, is approximately constant with height between 2 and 8 km. Dines' figures for the mean cyclonic profile suggest a decrease of 28% in $\varrho\,U$ in this range. The variation of momentum above 8 km. indicates a decay rate in good agreement with Dines' data. The agreement between the two sets of figures is far from perfect, but they are consonant in broad detail. There is obviously much room for further investigation, both of available wind profiles, and with more accurate aerological data than was permitted to Dines.

The equivalent height (estimated with some uncertainty) from Goldies data is 10–11 km., in approximate agreement with that found by the method of cyclone profiles.

Goldie has also investigated the momentum profile in warm highs. In agreement with what has been found above, $\varrho\,U$ is approximately constant between 5 and 8 km., and falls off fairly rapidly above 8 km. In the range 2–5 km. Goldie finds a slight increase in momentum, in agreement with what is inferred from Dines' figures.

VII. The Standard Vector Deviation of Wind.

There is yet a third method of evaluating the change of intensity with height. Suppose we have, superposed on a general wind-flow, a circular vortex, area πR^2, with tangential, geostrophic wind-speed

$$V = \left| \frac{h}{\varrho\,\lambda} \frac{\partial f}{\partial r} \right|.$$

Here f is the horizontal pressure-profile shape of the perturbation. The variance of wind within the vortex is given by

$$\pi R^2 \sigma^2 = 2\pi \int_0^R V^2 r\, dr = \frac{\pi \bar{h}^2}{\varrho^2 \lambda^2} \int_0^1 (f')^2 s\, ds, \text{ where } s = r/R.$$

The standard (vector) deviation of wind is, then

$$\sigma = \frac{\bar{h}}{\varrho \lambda R} \sqrt{2 \int_0^1 (f')^2 s\, ds}.$$

If we can visualise the variation of wind at a point as being due to the successive passage, in all orientations, of disturbances with the same h and $f(s)$, the measured standard deviation of wind will be proportional to $\bar{h}/\varrho$.

Perturbations in the free atmosphere do, in fact, vary in intensity, and probably also in profile shape. σ is therefore a measure of $\sqrt{\overline{h^2}}/\varrho$ rather than of $\bar{h}/\varrho$, the more intense perturbations carrying more weight. However, since we are only interested in the variation of $\bar{h}$ with height, it is reasonable to assume that $(\bar{h})^2$ is proportional to $\overline{h^2}$.

The method assumes that winds are nearly geostrophic. Hence the standard deviation of wind in the very lowest layers cannot be taken as a measure of $\bar{h}/\varrho$.

Brooks et al. [*1*] have published world charts of standard vector deviation of wind at all levels. The vertical variation of σ is characteristic. Fig. 5 (bottom curve) shows the variation of σ with height over Mahlsdorf, in units of σ (1 km.) = 1.

In the range 1–3 km., $\bar{h}/\varrho$ increases slowly, as exp $(z/23.5)$. Between 3 and 8 km. the growth is more rapid, as exp $(z/7.8)$.

As 7.8 is very close to the scale height for the atmosphere $\bar{h}$ is practically constant with height. This agrees with the structure of cyclones and anticyclones in the same range found from Dines' and Goldie's data. Between 7 and 11 km. $\bar{h}/\varrho$ is practically constant, and at greater heights falls off as exp $-z/4.5$. This is very close to the decay rate found to hold at high level in occluded lows.

We see, therefore, that the analysis of wind variance establishes a type of vertical structure in disturbances very similar to that deduced from the analysis of typical ascents, and of the variation in momentum. The slight fall in h between 1 and 3 km. may be taken as evidence for the reality of this effect, as shown in the mean profiles of Dines for anticyclones.

VIII. The Vertical Structure of Disturbances.

On 29th September, 1949, a warm high covered NW. Europe and the British Isles. The 03 G. M. T. ascent from Larkhill might be used to determine the vertical structure of this system.

Fig. 6 a shows the plot of contour anomaly at Larkhill against height (top curve). Contour anomaly is the difference between the height of a given pressure surface, and its normal height for that time of year. The upper level normals were obtained from the mean seasonal contours published by Brooks et al. [1].

Contour anomaly at the centre of a disturbance is proportional to h/ϱ, so that the upper curve gives the height variation of h/ϱ, and hence of the mean geostrophic wind-speed within the vortex. Geostrophic wind-speed increases rapidly with height up to 300 mb., and then falls off.

Multiplying contour anomaly by the density appropriate to its level, we get the profile of h, or the mean geostrophic momentum, as a function of height (Fig. 6 a, lower curve). The intensity increases rapidly with height up to about 9.000 ft., there is a slow variation between, 9.000 ft. and 27.000 ft. (the equimomental layer), and at greater height there is a decay approximately as exp — (z/5.0) (z in km.). The equivalent height is estimated at 20 km.

As a further example of vertical structure in anticyclones we turn to the end of January, 1949, a period characterised by an extensive high level "blocking" action over W. Europe. A high moved eastward into the continent on 22–23rd January., and by the end of the month covered an extensive area of NW. and Central Europe, and S. England. Fig. 6 b (bottom curve) shows the contour anomaly profile at Downham Market at 03 G. M. T. on the 24th, early in the establishment of the blocking action. The curve is characterised by a rapid rise in h/ϱ from the surface to 700 mb., a slower rise to 300 mb., and constancy to 200 mb. There is no indication of a fall in h/ϱ; this anticyclone was of greater vertical extent than that of September 29th.

The middle curve of Fig. 6 b shows the structure at 03 G. M. T. on the 27th. The contour anomaly now shows a practically exponential increase from the surface right to 200 mb. A threefold increase in intensity has taken place at all levels. At a still later stage, 03 G. M. T. on the 30th (top curve of Fig. 6 b) we find that upper level intensities have barely altered, but the low level intensity has increased about 80%. The curve indicates an approximately exponential rate of increase of intensity with height up to the 200 mb level, with a slower growth-rate than formerly. The tendency has been for the vertical profile to approach more closely to the barotropic condition of contour anomaly approximately constant with height.

As a final example we take the case of a low which became stationary over the Scilly Isles on 15th July, 1949, slowly decaying *in situ*. The Cranbourne ascent for 03 G. M. T. on the 15th may be used to determine the structure of this cyclone, the axis of which was nearly vertical. Fig. 6 c shows the contour anomaly as a function of height. The structure is typical of a cold low; the contour anomaly remains practically constant up to 700 mb. (barotropic layer). There is a two-fold increase in contour anomaly between 700 mb. and 300 mb. In this range the intensity (momentum), (lower curve of Fig. 6 c) remains constant with height.

Above 300 mb. both contour anomaly and intensity fall off with height, the latter approximately as exp — (z/4.0) (z in km.).

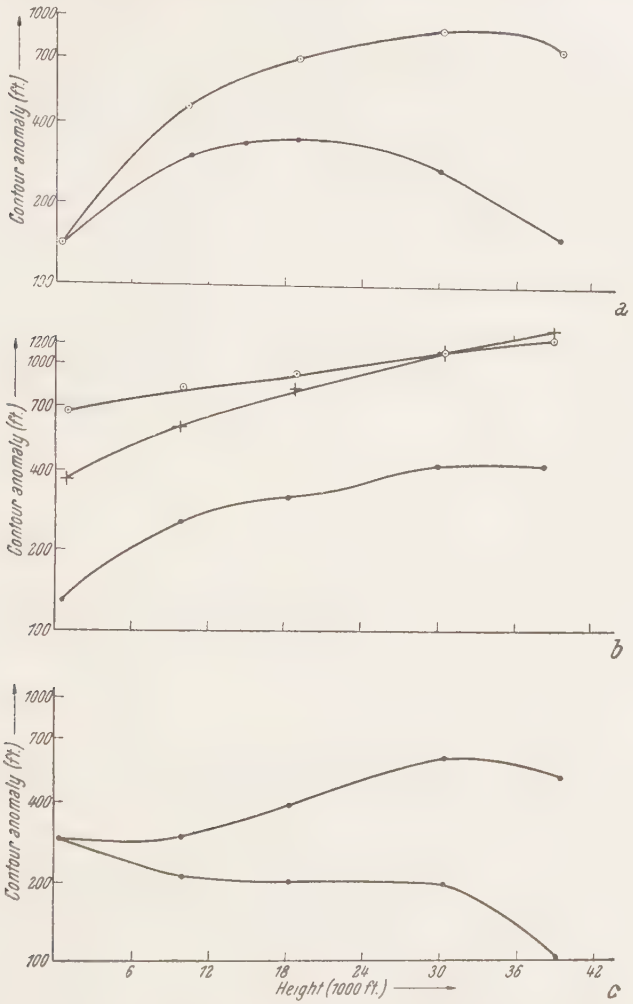

Fig. 6a. Contour Anomaly Profile (top curve), in a Warm Anticyclone, 29th September, 1949, at 03 G. M. T. at Larkhill. (Lower curve, Intensity on arbitrary scale.)

Fig. 6b. Contour Anomaly in a Blocking High over Europe, January, 1949. Lowest curve, 24th at 03 G. M. T.; middle curve, 27th at 03 G. M. T.; top curve, 30th, 03 G. M. T.

Fig. 6c. Contour Anomaly in a Cold Low, 03 G. M. T. 15th July, 1949, at Cranborne. (Lower curve Intensity on arbitrary scale.)

The observed wind field was "solid", and followed a variation with height similar to that for geostrophic wind-speed. The speed was very nearly constant between 800 and 700 mb., increased 140% between

700 mb. and 300 mb., when the geostrophic speed increased by 100%, and decreased 57% between 300 and 200 mb., as against a decrease in geostrophic wind of 20%. The agreement is satisfactory, considering that upper level contours are only quoted to the nearest 100 ft.

IX. The Vertical Structure of the Mean Circulation.

The mean annual pressure difference at a fixed level between two points is a measure of the mean geostrophic wind-speed in that region, the effects of passing perturbations having been smoothed out. The way in which this pressure-difference, Δp, changes with height is a measure

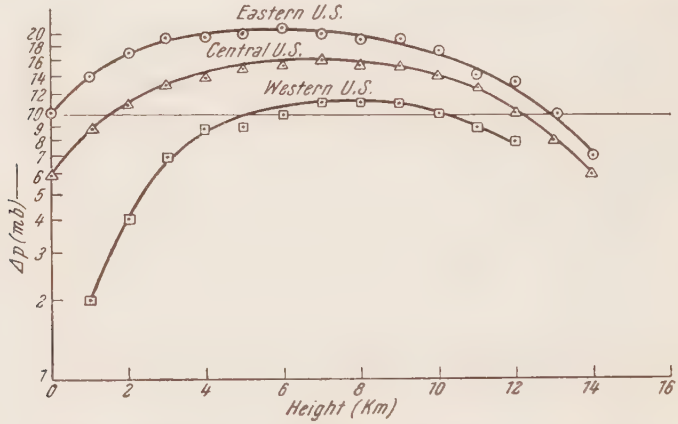

Fig. 7. Intensity (log scale) profile for the mean flow over the U. S.

of the vertical profile of the mean circulation in the area, and the variation of $\Delta p/\varrho$ with height indicates the vertical structure of the mean geostrophic windfield.

As examples of the mean structure of the general flow we give in Fig. 7 the vertical profile of the annual mean pressure-difference between three pairs of stations for the year 1943. The top curve shows the pressure difference up to 15 km. between Charleston, S. C., and Caribou, Maine, representing conditions in the Eastern U. S. The centre curve (San Antonio, Texas and Bismarck, Dakota) gives the corresponding profile for Central U. S., while the lowest curve represents the West, the stations being San Diego, Calif. and Seattle, Wash. The three curves are approximately comparable, representing the gradient of pressure over about 15° of latitude.

The pressure-difference in all cases increases with height up to 7–8 km., remains approximately constant to 10–11 km., and decays fairly rapidly at greater height. The difference is always positive (pressure higher to the South) except at and below 1 km. in the West, where there is a reversal of the mean gradient.

The shape of the vertical profile above 2 km. is thus nearly the same in all areas, and may be considered a quasi-invariant of the mean circulation over the U. S. The same cannot be said of the profile-shape below 2 km. In the East the meridional pressure gradient is high at the surface, about 7 mb. per 15° of latitude. In Central regions it is slight, only $^1/_2$ mb., and in the West it is negative.

We notice, also, the difference in the maximum pressure-drop between East and West, the maximum in the East being about twice that in the West, with an intermediate value holding for central regions.

The strength of the mean circulation over the U. S. is thus a function of longitude, but the profile-shape is roughly constant. The curves show that the pressure-gradient is more than doubled between 1 and 7 km. representing approximately a six-fold increase in $\Delta p/\varrho$, and hence of the geostrophic wind-speed.

This contrasts strongly with the mean structure of extra-tropical highs and lows, where there is a slight fall of h, and only a two-fold increase of h/ϱ in the same height interval.

Because of this marked increase in Δp with height, the equivalent height,

$$Z = \frac{1}{(\Delta p)_o} \int_0^\infty \Delta p \, dz$$

is an inappropriate parameter for specifying vertical structure, as $(\Delta p)_o$ is often small in the surface layers, and hence Z may be very large.

We accordingly use the equivalent thickness,

$$Z_T = \frac{1}{(\Delta p)_{\max}} \int_0^\infty \Delta p \, dz$$

as a measure of the vertical pressure-profile of the mean circulation. The equivalent thickness is found to be 11.9 km. in the East, 12.2 km. over Central U. S., and 10.0 km. in the West.

The magnitude of the mean pressure-drop between two stations changes with season. Thus in January, 1943, the maximum mean pressure-difference was 32 mb., at 7 km., while in summer (July, 1943) it was only 12 mb., at 9 and 11 km. For an intermediate season (October, 1943) the maximum pressure-drop was 15 mb. between 7 and 9 km.

We may term the ratio,

$$\Delta p/(\Delta p)_{\max}$$

the *reduced pressure-drop*. This parameter is plotted logarithmically against height for Charleston-Caribou, in Fig. 8. The top curve represents conditions for July, 1943, the middle one for October, 1943, and the lowest curve for January, 1943.

It will be seen that the vertical profile is roughly the same shape in all seasons. Comparing these curves with those shown in Fig. 7 we conclude that the reduced vertical profile-shape is approximately the

same in all seasons and for all meridional cross-sections of the U. S. The mean profile-shape is a quasi-invariant of the general flow over the U. S.

This quasi-invariance of the profile shape is reflected in the slight variation of the equivalent thickness in different vertical profiles. We have seen that the mean annual equivalent thickness does not vary widely with longitude. It is also nearly constant in time, the computed values being 12.5 km. in July, 11.3 km. in October, and 12.1 km. in January on the East Coast.

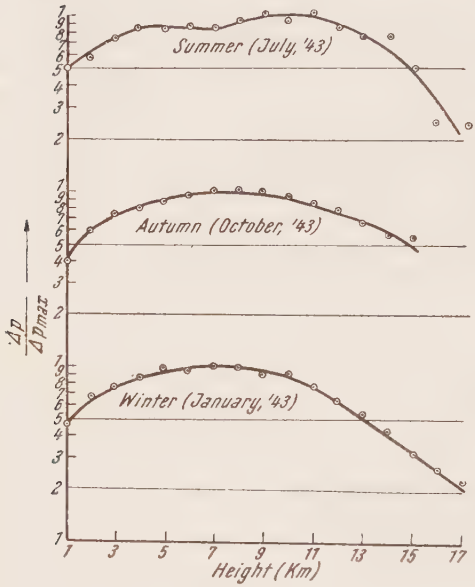

Fig. 8. Seasonal variation of intensity profile over Eastern U. S.

An examination of Fig. 8 suggests that the vertical profile of the mean circulation is not expressible in terms of a discrete number of exponential decay or growth curves, as in the case of perturbation profiles. It seems reasonable to look for a representation in terms of a smooth curve, which is roughly symmetrical about the height of the maximum pressure-drop, L. The logarithmic profiles suggest a relation of the form

$$\log\left(\frac{\Delta p}{\Delta p_{\max}}\right) = A - B\,(z-L)^2,$$

so that it is natural to try fitting a "normal" profile,

$$\Delta p = \Delta p_{\max}\, e^{-k\,(z-L)^2/2\,L^2}.$$

The L is determined by inspection, and k is determined when we know the magnitude, Z, of the equivalent thickness, for

$$Z = \int_0^\infty e^{-k\,(z-L)^2/2\,L^2}\,dz.$$

We may thus write the above profile in the form

$$\Delta p = (\Delta p)_{\max} \exp\, -\pi\,\psi\,(Z/L)\;(z-L)^2/Z^2,$$

where $\psi\,(2) = 0.74$, $\psi\,(1.72) = 0.82$, $\psi\,(1.5) = 0.88$, $\psi\,(1.33) = 0.93$. To fit the winter profile we take $Z = 12$ km., $L = 7$ km., so $\psi\,(L/Z) = 0.82$. Hence we find for 1 and 13 km. respectively $\Delta\,p/(\Delta\,p)_{\max} = 0.53$. The actual observed values are 0.47 at 1 km. and 0.53 at 13 km.

At 3 and 11 km. the theoretical reduced pressure-drop is 0.74. The actual values are 0.77 and 0.78 respectively. At 17 km. the theoretical estimate is 0.17 against the observed 0.22. The normal curve thus gives a reasonably close respresentation of the vertical profile. Agreement is

less good in the summer case. Here there is a suggestion of bi-modality, and there is appreciable scatter, but even here the fit is as good as can be expected with a two parameter specification.

It is found that $\Delta p/\varrho$ increases up to about 12 km. The geostrophic speed of the mean circulation thus extends to great height, it is a deeper phenomenon than the wind-field of perturbations.

X. The Determination of Vertical Structure.

It will have been noticed that there are three distinct methods of measuring h, or h/ϱ, as a function of height, and each is capable of extension and amplification. We shall therefore consider for a moment the relative merits and demerits of each method.

The first method to consider is that of characteristic soundings. An aerological sounding taken from the centre of a disturbance is compared with a mean sounding applicable to the atmosphere in the absence of any perturbation. One must make certain that the mean sounding is indeed representative of mean conditions during the existence of the vortex. It would, for example, be pointless to apply a mean summer sounding to the elucidation of the Siberian High. If the large-scale circulation over an area is abnormal, mean soundings based on more normal occasions may prove totally misleading. Hence it is not possible to apply the method blindly, without applying a certain amount of synoptic judgment.

An alternative approach is to compare a sounding near the centre of a vortex with a contemporaneous one taken on the periphery. This avoids the difficulty of defining a "standard" atmosphere, but an analysis of this kind may prove misleading in the case of markedly asymmetric systems. This method is particularly applicable to the treatment of small-scale systems, such as a lee low, or a sea breeze.

In either case, one may conduct the analysis in terms of pressure-differences at a fixed height, or of height differences in a fixed pressure surface. In the first case the analysis is on h, and in the second on h/ϱ.

In the case of a disturbance with marked axis-slope the analysis of more than one ascent is required.

A variation of the method is to compare the contour heights of the centre of a disturbance at a number of pressure-levels, with the mean values over a period. Five-day, or monthly means may well be suitable for the purpose. This method suffers from the disadvantage that contours are usually only available for a limited number of pressure-levels, so that much of the fine structure might be missed. The method has, however, the over-riding advantage that it can be used easily in current synoptic analysis.

The second method of discussing vertical structure is that of momentum variation. This is the oldest method, the CLAYTON-EGNELL law of the constancy of momentum with height in the troposphere being an early discovery in atmospheric structure. This approach, so far as

it aims at describing the vertical profile of pressure-gradient, depends on the geostrophic wind approximation, and is therefore unsuitable for tropical analysis, and in the surface layers. A naive application of the method may fail to disentangle that part of the momentum due to the vortex from that of the general flow field.

The final method is based on the analysis of the standard vector deviation of wind. A number of assumptions are involved here, the proportionality of $(\overline{h})^2$ and $\overline{h^2}$, the constancy of profile-shape in different perturbations, and the geostrophic assumption.

That these three contrasting methods lead to the same conclusions regarding the structure of perturbations of great vertical extent heightens confidence in the pertinence of each.

Current concepts on vertical structure are vague, and this may be attributed to the absence of suitable parameters, descriptive of structure. The present study has been devoted to an exploration of published and easily reducible data. It represents more an illustration of methods than a definitive determination of vertical structure. The raw material is abundantly available for a more exhaustive determination of profiles for individual perturbations, and for statistical means. One may, perhaps, venture the view that Dines' mean cyclone and anticyclone structures, based as they are on early aerological material, do not represent the last word.

XI. Conclusions.

In a given height range exponential decay of intensity with height is a frequently occurring structural characteristic of perturbations, although different decay rates, sometimes with fairly abrupt transitions, are found in different layers. In terms of the characteristic decay rates it would be possible to classify perturbations in broad categories, as is attempted in Table 2. Here the salient features of vertical structure in a number of different systems are given, the systems being listed in increasing order of depth.

Column 1 of Table 2 indicates the type of disturbance, while column 2 gives the equivalent height. In the case of general flow the bracketed figure indicates the equivalent thickness rather than the equivalent height. The third column shows the jet height, or height of maximum wind-speed, and column 4 gives the ratio of wind speed at this level, V_J to that at 1 km., V_1. The four final columns indicate the nature of the wind variation with height in specific layers.

The simplest, and shallowest cyclonic disturbance is the heat low. The decay of intensity with height is approximately exponential, and is very rapid, h falling to $1/e$ of its surface value in 4–500 metres, this being the order of the equivalent height in such disturbances. Next in order of complexity comes the tropical cyclone. Such a disturbance is characterised by h/ϱ remaining approximately constant with height up to 3 km., above which there is a fairly rapid exponential decay. The wind-field of hurricanes may, however, extend up to very high level.

Occluded lows are characterised by h/ϱ increasing up to about 9 km. h falls slowly or remains nearly constant in this layer, i. e. momentum remains nearly constant with height. Above 9 km. wind speed falls off with height, slowly at first, then with increasing rapidity.

Table 2. *Vertical Structure of Disturbances.*

Type of disturbance	Equiv. Ht. (km.)	Jet Ht. (km.)	V_J/V_1	"Gradient" Speed			
				0–3 km.	3–9 km.	9–12 km.	12 km.
Heat Low ..	0.4–0.5	0	1	decreasing	—	—	—
Hurricane ..	4–5	0–3	1	nearly const. (barotropic)	decreasing	decreasing	decreasing
Mean Cyclone ..	9–11	8–9	1.5	increasing	increasing	decreasing	decreasing
Mean Anticyclone ..	9–11	9–10	2	decreasing	increasing	decreasing	decreasing
General Flow	(12)	12	about 8	increasing (ϱV increases to 7 km.)	increasing	increasing	decreasing

Warm anticyclones are also systems of great vertical extent. The intensity of some anticyclones at least falls off rapidly in the lowest 2 km. Above 3–4 km. wind speed is practically constant with height up to 10–11 km. At higher level the decay is rapid. The characteristic vertical structure of the mean westerly flow contrasts with that of perturbations in being deeper, and having more rapid variation in wind-speed with height.

The vertical profile shape varies only slightly with season and longitude (over the United States), although the intensity of the mean flow varies markedly with each. The intensity increases with height up to about 8 km. and then falls off symmetrically. The geostrophic wind speed culminates at about 12 km. being there 6–8 times as high as at 1 km.

References.

1. Brooks C. E. P. and others: Geophys. Mems. No. 85 (1950).
2. Dines, J. S.: Geophys. Mems. No. 13 (1919).
3. Goldie, A. H. R.: Weather, 4, 346 (1949).
4. James, R. W.: Q. J. R. M. S. 76, 255 (1950).
5. Schacht, E. J.: Bull. Amer. Met. Soc. 27, 324 (1946).
6. Simpson, R. H.: Trans. Amer. Geo. Union 27, 641 (1946).

551.554:551.571.4:551.521.3

(Physikalisch-Meteorologisches Observatorium Davos.)

Beobachtungen und Überlegungen zum tagesperiodischen Luftmassenaustausch.

Von

W. Schüepp, z. Zt. Léopoldville.

Mit 2 Textabbildungen.

Zusammenfassung. An Hand von gleichzeitigen Messungen des Dampfdruckes und aktinometrischen Bestimmungen des Gesamtwasserdampfgehaltes w über mehreren Stationen wird gezeigt, welche Bedeutung den aerologisch nur schwer zu erfassenden großräumigen tagesperiodischen Zirkulationen wie Gebirgswind, Seewind und tagesperiodischem Monsun für den Feuchtigkeitstransport bei antizyklonaler Wetterlage zukommt. In Jahren wie 1947 und 1949 mit besonders stabilen Hochdruckgebieten über dem Kontinent erweist sich die große klimatologische und ökologische Bedeutung dieser Zirkulation, indem dann bei großer Trockenheit im Alpenvorland im Alpengebiet nahezu normale Niederschläge fallen.

Summary. Actinometric determinations of the daily period of the quantity w of precipitable water in the atmosphere and observations of the vapour pressure w_D at the same places give a possibility to study the daily period of exchange of airmasses in mountainous regions, near the coasts and of whole continents in the case of anticyclonic weather. The smaller components of periodic circulation as wind along slopes, along valleys, between different surfaces and pure convection or turbulence seem to have only secondary importance in airmass exchange and affect only the vertical distribution in the groundlayer of the atmosphere, but are manifested by the daily period of direction and velocity of wind. The extraordinary drought in Central European lowlands in the summer 1947 and 1949 with nearly normal precipitation in the mountainous regions show the climatological importance of daily airmass exchange by the great mountain circulation in anticyclonal weather situations.

Resumé. Des mesures actinométriques du contenu intégral d'humidité et des observations de la pression de vapeur d'eau dans l'atmosphère audessus de diverses stations révèlent la grande importance de la circulation journalière étendue dans les alpes, aux côtes marines et pour des continents entiers au jours de temps anticyclonal. Quant aux circulations plus locales

comme les vents le long des pentes, dans les vallées, entre différentes surfaces dans la plaine et la convection ou la turbulence qui se manifestent si sensiblement dans les périodicités du vent, ils sont seulement d'une importance secondaire dans le transport des masses d'air. Les étés 1947 et 1949 avec la grande sécheresse dans les plaines de l'Europe centrale et avec des précipitations presque normales dans les Alpes sont une démonstration impressionnante de l'importance de cet échange périodique par temps anticyclonal.

Bisher standen bei Untersuchungen über tagesperiodische Luftmassenverschiebungen Messungen des Windes im Vordergrund [*1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6*, *7*, *8*, *9*, *10*]. So erhielt man auch schon ein ziemlich abgerundetes Bild über die Strömungsfelder, die sich längs geneigten Flächen (Hangwind), längs Gebirgstälern (Talwind), rund um Gebirgsländer (Gebirgswind), längs den Küsten (Seewind), in Gelände mit verschiedener Bodenbedekkung (Feldwind), über ausgedehnten Ebenen (Konvektionswind und Turbulenz) oder über ganzen Kontinenten (Monsun) ausbilden. An den meisten Bodenstationen überwiegt bei Schönwetterlagen eindeutig eine einzige dieser Komponenten. Deshalb ist man erst in neuerer Zeit dazu geführt worden, die Kombination mehrerer solcher Systeme zu betrachten und auch auf scheinbar geringfügige Abweichungen von dem durch die der Hauptkomponenten Rechnung tragenden Theorie geforderten Stromfelde zu achten.

Nur wenig wurde dagegen versucht, die Luftbahnen, die schließlich für den Luftmassentransport entscheidend sind, genauer zu verfolgen [*4*, *11*]. Es liegt dies zum Teil darin begründet, daß im Bereich der tagesperiodischen Strömungen nur ein einziges Element für ein Luftpaket als nahezu konservativ betrachtet werden kann, der Wasserdampfgehalt der Luft. Messungen mit Haarhygrometern sind aber bei dem starken Tagesgang der Temperatur ungeeignet und Feuchtigkeitsmessungen in der freien Atmosphäre können nur unter hohem Aufwand an Mitteln und mit beschränkter Genauigkeit ausgeführt werden.

Erst durch die sorgfältige Auswertung von Messungen der direkten Sonnenstrahlung in verschiedenen Spektralbereichen ist es möglich geworden, den unsichtbaren Feuchtigkeitstransport laufend zu verfolgen [*12*, *13*]. Es soll nun gezeigt werden, wie sich diese Beobachtungen in das Bild einer aus Konvektions-, Hang-, Tal- und Gebirgswind zusammengesetzten tagesperiodischen Luftmassentransportes einfügen und es ermöglichen, die klimatologische Bedeutung der einzelnen Komponenten für ein Gebirgsland gegeneinander abzuschätzen.

In Abb. 1 a bis f sind die tagesperiodischen Strömungsverhältnisse auf der nördlichen Alpenseite der Schweiz bei antizyklonaler Wetterlage im Sommerhalbjahr zusammengefaßt, wie sie sich aus der Kombination unserer aerodynamischen Kenntnisse von den Konvektions-, Hang-, Tal- und Gebirgswinden mit den Resultaten einer Analyse aktinometrischer Feuchtigkeitsbestimmungen ergeben. Der tagesperiodische Monsunwind ist hierbei nicht berücksichtigt, da noch zu wenig Kenntnisse darüber vorhanden sind. Eine Mitberücksichtigung dürfte aber nur über den Jurabergen (Mittelgebirge links in Abb. 1) eine merkliche Verände-

rung des Stromfeldes verursachen können. Der Gebirgswind der Alpen dürfte sich auch weitgehend mit dem tagesperiodischen Monsun Europas zu einem Ganzen vereinigen. Der in Abb. 1 dargestellte Querschnitt entspricht ganz grob einem Schnitt von Basel durch den Jura, das Mittelland (Zürich) die Voralpen, die nördliche Alpenrandkette (Säntis östlich des Schnittes), die inneren Akpenketten (Jungfraujoch zirka 100 km westlich des Schnittes) mit den inneren Alpentälern des Bündnerlandes (Davos) und endet am zentralen Alpenkamm. Liegt das Zentrum der Antizyklone südlich der Alpen, so kann die Zirkulation der Alpensüdseite über den zentralen Alpenkamm hinübergreifen, so daß dann für Davos etwas andere Verhältnisse herrschen, als der Abb. 1 entspricht. Über die Mächtigkeit und Intensität der einzelnen Strömungskomponenten ist noch wenig bekannt, die Höhenangaben am Rand dürfen deshalb nur als Größenordnung gewertet werden. Beim Querschnitt treten natürlich die Strömungsverhältnisse in den Längstälern der Alpen deutlicher hervor als die in den für den Luftmassentransport wohl wichtigeren Quertälern. Da aber bisher die Windkomponenten im Talquerschnitt etwas vernachlässigt worden sind, wo vielleicht gerade hier eine für den Luftmassentransport wichtige Besonderheit des Stromfeldes zutage tritt [*3*, *14*, *15*], scheint mir eine solche Hervorhebung der Längstäler gerechtfertigt.

Der in Abb. 1 dargestellte Ablauf trägt besonders der verschieden großen Trägheit der einzelnen Zirkulationsformen Rechnung. Die kleinräumigen Hang-, Feld- und Konvektionswinde bilden sich oberhalb der nächtlichen Inversion bzw. nach deren Auflösung fast gleichzeitig mit dem Beginn der Bestrahlung und zeigen ihre maximale Entwicklung nur wenig nach dem steilsten Strahlungseinfall. Tal- und Seewinde entwickeln sich wohl rasch an der Grenzzone, dehnen sich aber relativ langsam nach beiden Seiten aus und erreichen so oft erst kurz vor Sonnenuntergang ihre größte Ausdehnung. Noch langsamer geht die Entwicklung des tagesperiodischen Gebirgswindes (Ausgleichsströmung nach Hann) vor sich, der sich in breiteren Gebirgen als die Schweizeralpen im wesentlichen wohl auf die Randketten beschränken dürfte. Der tagesperiodische Monsun schließlich kann nur noch als Differenzwind zwischen Vor- und Nachmittag erfaßt werden, da so großräumige Zirkulationen mehr als zwölf Stunden zum Aufbau benötigen. Je größer die einbezogene Masse ist, desto mehr Zeit verstreicht (desto mehr Energie wird benötigt), um eine geschlossene Zirkulation aufzubauen.

Was den Luftmassentransport betrifft, so müßte zu einer Berechnung das in Abb. 1 dargestellte tagesperiodische Stromfeld sehr genau bekannt sein, damit die Trajektorien einzelner Luftpakete verfolgt werden könnten. Klimatologisch bedeutsam ist der Transport von Luft mit verschiedenem Feuchtigkeitsgehalt. Wir beschränken uns im weiteren auf die Frage: In welchem Maße wird die „normale“ Luftschichtung, in der der Dampfdruck exponentiell mit der Höhe abnimmt, durch die tagesperiodische Zirkulation in horizontaler und vertikaler Richtung verändert?

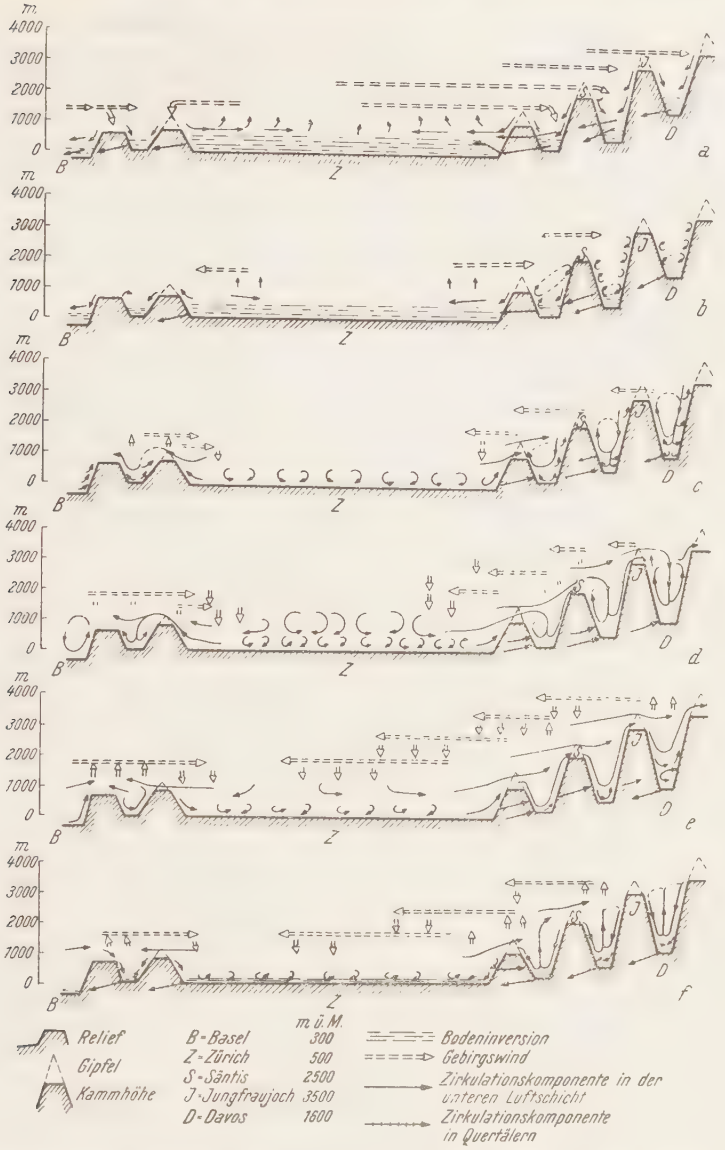

Abb. 1. Schematischer Querschnitt durch Jura und Alpen (Basel—Zürich—Davos). Tagesgang der Zirkulation bei antizyklonaler Wetterlage im Sommer.

Die kleinräumigen Winde spielen dabei die folgende Rolle: Der Hangwind transportiert zuerst feuchte Luft in die Höhe, bis sich der Zirkulationskreis geschlossen hat. Darauf tritt durch Rücktransport in Hangferne (Talmitte in Abb. 1 d) eine Durchmischung, also ein mittlerer

Feuchtigkeitsgehalt über den ganzen Zirkulationsbereich, ein. Entsprechend bewirkt die Konvektion über der Ebene eine vertikale Durchmischung. In beiden Fällen nimmt deshalb an den tiefgelegenen Punkten der Dampfdruck nachmittags ab, an den hochgelegenen zu, während der Gesamtwasserdampfgehalt (Integral über die Dampfdichte nach der Höhe) über der tiefgelegenen Station unverändert bleibt. Ein Tagesgang des Dampfdruckes, der diesen Überlegungen entspricht, ist auch allgemein verbreitet. So entsprechen in Abb. 2 die Tagesgänge des nach der Hannschen Formel aus dem Dampfdruck am Boden abgeschätzten Gesamtwasserdampfgehaltes w_D der Atmosphäre an den Tieflandstationen Potsdam und Zürich dem Tagesgang für reine Konvektion, an der Hochtalstation Davos dem Tagesgang für reine Hangwindzirkulation im unteren Teil und an der Hochstation Jungfraujoch [*16*] dem Tagesgang für reine Hangwindzirkulation im oberen Teil des Zirkulationsrades. Der Einfluß der Verdunstung verzögert den Einsatz der Feuchtigkeitsabnahme der tiefgelegenen Stationen am Vormittag und die zunehmende Mächtigkeit der Zirkulation verschiebt das Feuchtigkeitsminimum noch etwas weiter in die Nachmittagsstunden. Für die Feuchtigkeitsverhältnisse der Bodenstationen liefert somit die Betrachtung der Hang- und Konvektionswinde eine ausreichende Erklärung.

Betrachtet man aber den Tagesgang des Gesamtwasserdampfgehaltes w_D über den betreffenden Punkten, so finden wir an keiner dieser Stationen die (durch Verdunstung nur wenig beeinflußte) Konstanz, die sich aus der Betrachtung für eine in sich abgeschlossene Zirkulation ergäbe. Wir fragen uns deshalb, ob nicht die nächst größere Zirkulationskomponente, der Talwind, uns die Erklärung liefern kann. Der viel beachtete bodennahe Zweig der Talwindzirkulation führt tagsüber feuchte Luftmassen aus dem Vorland talaufwärts und nachts trockene Luftmassen aus dem Gebirge talabwärts. Wir müßten demnach erwarten, daß in einer höher gelegenen Talstation wie z. B. Davos der Dampfdruck nachmittags ein ausgeprägtes Maximum zeigt, was aber mit Abb. 2 im Widerspruch steht. Im Vorland dagegen wird die feuchte Luft abgesogen und könnte durch trockenere ersetzt werden. Wir müssen annehmen, daß, obwohl der Talwind mit erheblicher Geschwindigkeit weht, die Luftbahnen so stark von der dem Talboden folgenden Linie seitlich oder vertikal abweichen, daß der Luftmassentransport nur einen Bruchteil der Strömungsgeschwindigkeit beträgt. Kombinieren wir die Stromlinien von Talwind- und Hangwindzirkulation, so kommen wir auch zu einer korkzieherartigen Luftbahn, die bei einer eventuellen Rückströmung in der Höhe tatsächlich nur einen geringen Horizontaltransport erklären würde. Wir schließen also in Übereinstimmung mit den Bodenbeobachtungen in Davos, daß der Feuchtetransport durch den Talwind die inneren Alpengebiete nicht mehr erreicht.

Wir berücksichtigen nun noch den Einfluß des Gebirgswindes, der nach Abb. 1 d bis f Luft aus dem Vorland über die Hänge und Quertäler in die Höhe und über die Gebirgskämme hinweg gegen das Zentrum der Alpen hinaufführt und in größerer Höhe mit absinkender Komponente

Luft aus dem Gebirge ins Alpenvorland zurücktransportiert. Dieser Wind bewirkt tatsächlich einen großräumigen horizontalen Luftmassentransport, der feuchte Luft in die Gipfelregion des Gebirges und trockenere Luft über das Vorland befördert. Doch erst abends nach Sonnenuntergang (Abb. 1 e und f) sinkt diese Zirkulation bis in die Alpentäler hinab, so daß tagsüber der Tagesgang des Dampfdruckes w_D in Davos in Übereinstimmung mit der Beobachtung unbeeinflußt bleibt. Auch die Tagesgänge auf Säntis und Jungfraujoch [*16*] stehen mit dieser Anschauung in Übereinstimmung. Ziehen wir nun wieder die Konsequenzen für den Tagesgang des Gesamtwasserdampfgehaltes w_D, so folgt eine starke Zunahme desselben über dem Gebirge (Davos), besonders am Nachmittag, und eine Abnahme über dem Alpenvorland (Zürich) [*13*]. Entsprechend

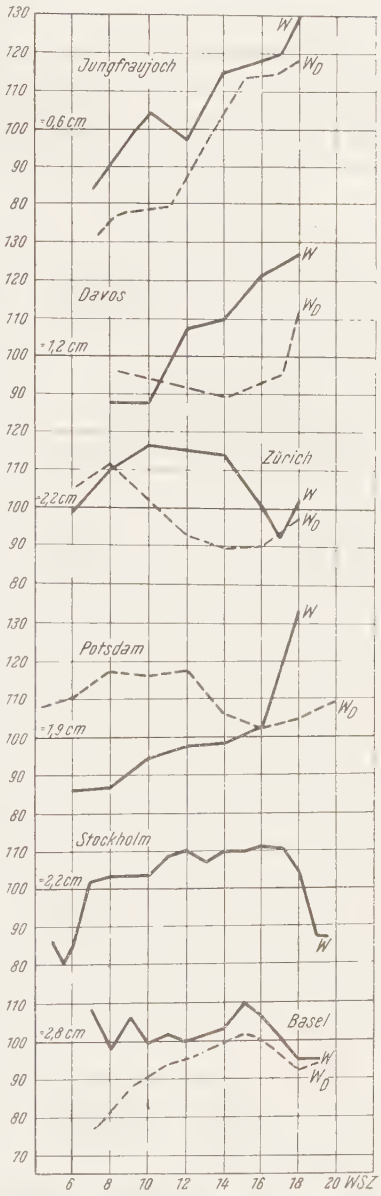

Abb. 2. Tagesgang des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre bei antizyklonaler Wetterlage.

w_D = Gesamtwasserdampfgehalt, berechnet aus dem Dampfdruck am Boden nach der HANNschen Formel unter Benützung eines konstanten, höhenabhängigen Faktors.

w = Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre, aus Aktinometermessungen bestimmt in cm ausscheidbaren Wassers (precipitable water).

Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Ordinaten durchwegs in Prozent des mittleren Wertes (von w_D und w) aufgetragen und der Absolutwert, der 100% entspricht, in Ziffern beigefügt. Jungfraujoch: Hochgebirgsstation, Paßlage 3600 m/M. Mittel aus den Tagen: 2. 6. 1932, 5. 6. 1932, 5. 7. 1932, 24. 7. 1932, 27. 7. 1932, 30. 7. 1932, 4. 8. 1932, 9. 8. 1932, 19. 8. 1932, 6. 9. 1932.

Davos: Hochgebirgsstation, Tallage 1600 m/M. Mittel aus den Tagen: 14. 7. 1947 und 21. 7. 1947 (Parallelmessung mit Zürich), ähnlicher Tagesgang häufig.

Zürich: Mittellandstation, Talebene 450 m/M. Mittel aus den Tagen 14. 7. 1947 und 21. 7. 1947 (Parallelmessung mit Davos), weicht nur wenig vom Mittelwert aller Strahlungstage ab.

Potsdam: Tieflandstation. 150 km von Ostseeküste entfernt 60 m M. Mittel aus den Tagen: 19. 5. 1936, 17. 6. 1936, 18. 6. 1936, 17. 8. 1936, 28. 8. 1936, 16. 9. 1936, 17. 9. 1936.

Stockholm: Küstenstation, 20 m M. Mittel aus den Tagen: 20. 6. 1950, 3. 7. 1950, 6. 7. 1950, 7. 7. 1950, 8. 7. 1950, 23. 8. 1946. (Abendwerte nur meßbar, wenn keine Konvektionsbewölkung in Küstennähe.)

Basel: Tieflandstation am Juranordfuß 300 m M. Mittel aus allen Meßtagen: 27. 2. 1948, 2. 3. 1948, 4. 3. 1948, 13. 4. 1948, 8. 6. 1948, 9. 6. 1948, 27. 7. 1948, 29. 7. 1948, 5. 8. 1948, 16. 8. 1948.

der Großräumigkeit in Verbindung mit der relativ geringen Horizontalgeschwindigkeit dieser Zirkulation schließt sich wohl das Stromfeld, jedoch ohne daß die einzelnen Luftpakete mehr als höchstens die Hälfte des Zirkulationskreises zurücklegen. Andernfalls müßte schließlich eine völlige Durchmischung der Luftmassen des ganzen Gebietes zustande kommen, wobei der Gesamtwasserdampfgehalt über Davos wieder ab- und über Zürich wieder zunehmen würde.

Dem horizontalen Feuchtigkeitstransport des Gebirgswindes kommt klimatologisch aus dem Grunde eine besondere Bedeutung zu, weil er ein solches Ausmaß erreicht, daß er nicht nur zu wesentlich ausgedehnteren Wolkenbildungen führt, als Konvektion und Hangwind erzeugen könnten, sondern im Sommer fast regelmäßig, besonders an den Alpenrandketten, lokale Wärmegewitter auslöst, während im Vorland die Gewittertendenz nachmittags dadurch stark vermindert wird, was zu der im Trockensommer 1947 so charakteristischen Niederschlagsverteilung [*17*, *18*] geführt hat.

Über kleineren Gebirgen wie dem Jura erreicht der Feuchtigkeitstransport nicht ein so großes Ausmaß und so lassen auch die Messungen an der am Juranordfuß gelegenen Station Basel eine allgemeine Zunahme des Dampfdruckes w_D bis gegen 15 Uhr erkennen. Erst dann durchbricht hier die konvektive Durchmischung die Bodeninversion, in der vorher eine Anreicherung an Feuchtigkeit stattgefunden hatte; dadurch überwiegt von da ab die Feuchtigkeitsabnahme durch Durchmischung den Effekt der Verdunstung, so daß nach 16 Uhr auch der Bodendampfdruck abnimmt. Am Gebirgsfuß bewirkt der horizontale Feuchtigkeitstransport nur geringe Änderungen des Dampfdruckes w_D und des Gesamtwasserdampfgehaltes w, da hier die Stromlinien nahezu horizontal verlaufen, während über dem Vorland die absinkende Komponente Austrocknung und über dem Gebirge die aufsteigende Komponente Feuchtezunahme bewirkt. Der aktinometrisch bestimmte Gesamtwasserdampfgehalt über Basel bleibt daher praktisch konstant. Ob die leichte Abnahme von w und w_D am Abend noch mit dem tagesperiodischen Monsun (Übergreifen des alpinen Gebirgswindes bis über die Juraketten hinaus) zusammenhängt oder mehr wettermäßig bedingt ist, soll dahingestellt bleiben. Der Juragebirgswind allein dürfte kaum die notwendige Mächtigkeit erreichen, vielmehr wäre zu erwarten, daß sich diese Zirkulation bis abends schon geschlossen hätte, so daß w konstant bleiben müßte.

Einen besseren Hinweis auf den tagesperiodischen Monsun dürfte der Tagesgang von w in Potsdam bilden, wo besonders bei leichter Bisenlage (stabiles Hoch im N) der Gesamtwasserdampfgehalt durch feuchte Luft von der Ostsee her nachmittags stark zunimmt. Dagegen läßt der Tagesgang von w in Stockholm im inselreichen Küstengebiet zwischen Mälarsee und Bottnischem Meerbusen nur schwache lokale Einflüsse erkennen, Feuchtezunahme durch Verdunstung vormittags und leichte Feuchtigkeitsabnahme nachmittags (wo an Strahlungstagen die absinkende Komponente über dem Meer bis ins Küstengebiet vordringt, während sonst bei Hochdrucklage die Konvektionsbewölkung über dem Festlande abends Strahlungsmessungen verunmöglicht).

Literaturverzeichnis.

1. Hann, J. v.: Über die Theorie der Berg- und Talwinde. Meteorol. Z. 287 (1919).
2. Wagner, A.: Hangwind, Ausgleichsströmung, Berg- und Talwind. Meteorol. Z. 209 (1932).
3. Ekhart, E.: Die periodischen Tageswinde in einem Quertale der Alpen. Beitr. Phys. fr. Atm. **21**, 245 (1934).
4. — Die Windverhältnisse über einer inneralpinen Station. Beitr. Phys. fr. Atm. **23**, 165 (1936).
5. Burger, A. und E. Ekhart: Über die tägliche Zirkulation der Atmosphäre im Bereiche der Alpen. Gerl. Beitr. Geoph. **49**, 341 (1937).
6. Jelinek, A.: Beiträge zur Mechanik der periodischen Hangwinde. Beitr. Phys. fr. Atm. **24**, 85 (1938).
7. Wagner, A.: Über die Tageswinde in der freien Atmosphäre. Beitr. Phys. fr. Atm. **25**, 145 (1939).
8. Berger, P.: Du vent en altitude, en marge des alpes. Verh. Schweiz. Natf. Ges. Sitten, 1942, 90.
9. Koch, H. G.: Eine tagesperiodische Ausgleichsströmung über Thüringen. Z. f. Met. **1**, 138 (1947).
10. Defant, F.: Zur Theorie der Hangwinde. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **1**, 421 (1949).
11. Hatcher, R. W. und J. Sawyer: Sea breeze structure and associated radio-ducts Quart. J. Roy. Met. Soc. **73**, 391 (1947).
12. Schüepp, W.: Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. B, **1**, 257 (1949).
13. — Der Tagesgang der Komponenten der atmosphärischen Trübung. Verh. Schweiz. Natf. Ges. Genève, 1947, 65.
14. Jelinek, A.: Untersuchung periodischer Tageswinde in Südtirol. Beitr. Phys. fr. Atm. **21**, 223 (1934).
15. Moll, E.: Aerologische Untersuchung periodischer Gebirgswinde in V-förmigen Alpentälern. Beitr. Phys. fr. Atm. **22**, 177 (1935).
16. Mörikofer, W. und W. Schüepp: Aktinometrische Untersuchungen während des Internationalen Polarjahres 1932/33 auf dem Jungfraujoch (3471 m). Arch. Met. Geoph. Biokl. B **2**, 397 (1951).
17. Kuhn, W.: Die Dürre des Sommers 1947. Annalen Schweiz. Meteorol. Z. A. 1947, Anh. 1, 8 (1948).
18. Uttinger, H.: Die Niederschlagsmessungen des Jahres 1949 und des hydrologischen Jahres 1948/49. Annalen Schweiz. Meteorol. Z. A. 1949, Anh. 3, 10 (1950).

551.574.1

(Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik, Frankfurt a. M.)

Bemerkungen zur Frage der Eiskeimbildung im frostübersättigten Bereich.

Von

Von **Chr. Junge.**

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wird die Frage untersucht, wie die neuerdings recht gut fundierten Vorstellungen über die Wirkungsweise der Gefrierkerne (WEICKMANN u. a.) mit der Tatsache in Einklang zu bringen sind, daß der überwiegende Teil der atmosphärischen Kondensationskerne Mischkerne darstellen, deren feste, unlösliche Bestandteile mit einer Lösungshülle umgeben sind. Danach wäre zu erwarten, daß ein wesentlicher Teil der Gefrierkerne bereits *vor* Erreichen der *Wasser*sättigung Eisteilchenbildung bewirkt. Dies steht im Widerspruch zu allen bisherigen Beobachtungen, nach denen Eiskeimbildung erst bei Wassersättigung einsetzt. Eine mögliche Erklärung wird darin gesehen, daß die Gefrierkerne erst bei *größerer Verdünnung* der Kernlösung ansprechen können. Auf Grund dieser Vorstellung muß unterschieden werden zwischen den Kernen, die bei den Kondensationsprozessen „verbraucht" wurden, und den „unbenutzt" zurückgebliebenen kleineren Kernen (FINDEISENS Gefrierkerne 1. und 2. Art).

Summary. The question is discussed how the rather well-founded modern theories on the function of freezing nuclei (WEICKMANN and others) can be accorded with the fact that the greater part of the condensation nuclei are mixed nuclei the solid, indissoluble parts of which are covered by an envelope of solution. It could be expected accordingly, that an essential part of the freezing nuclei causes formation of ice particles already before saturation with respect to water is reached. This is at variance with all former observations showing formation of ice germs only at the beginning of water saturation. There is a possible explanation in the assumption that the freezing nuclei are effective only if the solution of the nuclei is rather diluted. By this theory a difference must be made between nuclei "consumed" by the condensation processes and the smaller ones which are left over "unconsumed" (FINDEISEN's freezing nuclei of 1st and 2nd kind).

Résumé. On étudie la question de savoir si ce que l'on admet au sujet du rôle des noyaux de congélation (WEICKMANN, etc.) est compatible avec le fait que dans l'atmosphère le plus grand nombre des noyaux de condensation

dans l'atmosphère est formé de noyaux mixtes dont la fraction solide et insoluble est enveloppée d'une solution. On devrait s'attendre à ce qu'une partie importante des noyaux de congélation provoque la formation de cristaux avant même que la saturation de vapeur sur l'eau soit atteinte. Cela contredit toutes les observations faites jusqu'ici d'après lesquelles la formation de centres cristallins ne commence qu'avec la saturation de vapeur sur l'eau. On peut entrevoir une explication dans le fait que les noyaux de congélation ne réagissent que lorsque leur solution est plus diluée. Se fondant sur cette hypothèse, on doit distinguer entre noyaux «utilisés» dans les processus de condensation et noyaux plus petits «non utilisés» restants (Noyaux de condensation de première et deuxième espèce selon Findeisen).

Die Frage der Eiskeimbildung in der Atmosphäre ist bis in die jüngste Zeit hinein Gegenstand eifriger Forschung und Diskussion. Eines der wichtigsten Ergebnisse auf diesem Gebiet ist wohl die Beobachtung, daß die Bildung von Eiskeimen praktisch immer über die flüssige Phase verläuft und erst bei Eintritt der Sättigung der Dampfphase in bezug auf (unterkühltes) Wasser einsetzt. (Wall [*1*], Weickmann u. a. [*2, 3*]). Dies wurde als der experimentelle Nachweis dafür angesehen, daß echte Sublimation ein zumindest sehr seltener Vorgang in der Atmosphäre ist. Das Stadium der flüssigen Phase kann dabei schnell oder langsam durchlaufen werden und sich der Möglichkeit einer Beobachtung ganz entziehen, stets ist der Vorgang durch eine vom Kern ausgehende Gefrierwirkung (Gefrierkerne) gekennzeichnet. Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist der Tatbestand, daß die Zahl dieser wirksamen Gefrierkerne im Vergleich zur Gesamtzahl außerordentlich klein ist und mit abnehmender Temperatur mehr oder weniger sprunghaft zunimmt.

So weit die Meßgenauigkeit der Versuche eine Aussage zuläßt, erfolgt die Eisteilchenbildung etwa im Bereich von 95% bis wenige Prozent über *Wasser*sättigung. Nur ganz vereinzelt wurde auch bei geringeren Wassersättigungen Eisbildung beobachtet. Und zwar gilt dies sowohl für künstliche Kerne (Silberjodid u. ä.) als auch für die natürlichen atmosphärischen Aerosole. Dies Ergebnis ist deshalb so wichtig, weil die Eisteilchenbildung damit bei mehr oder minder hohen Übersättigungen in bezug auf Eis einsetzt und ein rasches Wachstum beim Fallen durch ausgedehntere Schichten mit Frostübersättigung die Folge ist. Bekanntlich ist nach Bergeron und Findeisen dieser Vorgang ausschlaggebend für fast alle Niederschlagsbildungen, denn er macht ein rasches Wachstum von Niederschlagselementen erklärlich.

In den nachfolgenden Zeilen sei die Frage untersucht, wie weit diese Tatsache mit den Vorstellungen über den Vorgang des Kerngefrierens bzw. über den Aufbau des Aerosols vereinbar ist. Was den letzten Punkt anbetrifft, so war man bisher meist von sehr einfachen Modellen der Kondensationskerne ausgegangen, nämlich entweder von benetzbaren aber trockenen Staubteilchen oder von Tröpfchen einer reinen Salzlösung, die ein festes Teilchen enthielten. Dies lag nahe, da es auf Grund verschiedenartigster Versuche als erwiesen angesehen werden kann, daß die Gefrierkerne feste Teilchen sind, die infolge ihres dem Eis verwandten

Kristallgitters das Gefrieren auslösen. Solche Teilchen mögen zeitweise im natürlichen Aerosol vorkommen, sie spielen aber sicher eine untergeordnete Rolle. Der weitaus überwiegende Teil der natürlichen Kerne besteht vielmehr aus einem bunten Gemisch der verschiedensten Stoffe (Mischkerne), die sich unter anderem in ihrer Löslichkeit unterscheiden [4]. Reiner trockener Staub (ohne Hülle aus einer wäßrigen Lösung) und reine Lösungströpfchen (ohne schwer- oder unlösliche Bestandteile) stellen Grenzfälle dar. Das Vorhandensein von Mischkernen wird ohne weiteres verständlich, wenn man die Quellen und die Entstehungsarten der Kerne betrachtet. Der weitaus überwiegende Teil der Kerne ist kontinentalen Ursprungs und entsteht in Rauchen und Verbrennungsprozessen, in anderen Klimaten zum Teil wohl auch durch Aufwirbelung und Zerkleinerung verschieden zusammengesetzter Materie (Staubstürme). In allen diesen Fällen ist es höchst unwahrscheinlich, daß Kerne einheitlicher Stoffe entstehen. Wesentlich verstärkt wird dann die Mischkernbildung durch die dauernd wirksame Koagulation, bei der sich insbesondere die kleinen, leicht beweglichen Kerne an die größeren anlagern. Selbst wenn diese letzteren bei ihrer Entstehung — etwa durch Zersprühen über dem Meer oder bei der Zerteilung reinen Quarzsandes — zunächst verhältnismäßig reine Stoffe enthalten, werden sie sehr bald durch die Koagulation zu Mischkernen umgebildet. Hinzu kommt noch die Adsorption von Spurengasen der Luft an der Oberfläche bzw. in den Lösungen der Kerne.

Um eine Vorstellung von der Wirkung der Koagulation zu geben, wurde die Zeit berechnet, die vergeht, bis sich an ein Teilchen vom Radius r_2 ein Teilchen vom Radius r_1 angelagert hat. Tabelle 1 gibt diese Zeit in Sekunden an, und zwar einmal, wenn grundsätzlich die Zahl der r_1-Teilchen $10^4/cm^3$ beträgt und zweitens, wenn die Zahl der r_1-Teilchen etwa den Mittelwerten über Land entspricht. Die letzteren Zahlen dürften daher etwa den wahren Verhältnissen entsprechen.

Tabelle 1. *Mittelwerte der Zeiten, die notwendig sind, damit ein Kern vom Radius r_1 mit einem solchen vom Radius r_2 koaguliert. Angenommene Zahl der r_1-Teilchen in der letzten Spalte.*

r_1	$r_2 = 5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{-5} cm	
5×10^{-5}	1040	2810	3100	1250 sec	$n = 10^4/cm^3$
	104000	281000	310000	125000 „	$n = 10^2/$ „
10^{-5}	188	775	1250	1250 „	$n = 10^4/$ „
	1880	7750	12500	21500 „	$n = 10^3/$ „
5×10^{-6}	62	290	541	1520 „	$n = 10^4/$ „
	62	290	541	1520 „	$n = 10^4/$ „
10^{-6}	3,9	19	38	192 „	$n = 10^4/$ „
	39	190	380	1920 „	$n = 10^3/$ „
5×10^{-7}	0,62	2,8	6,2	29,6 „	$n = 10^4/$ „
	62	280	620	2960 „	$n = 10^2/$ „

Weiter konnten allgemeine Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung der Aerosole gefunden werden, die die Vorstellungen auf diesem Gebiet klären helfen [5]. Die obere Grenzgröße der Teilchen liegt danach meist zwischen 5 bis 10 μ Radius. Bis herab zu einer Teilchengröße von zirka $r = 0{,}05\ \mu$ läßt sich die Größenverteilung durch einen Ausdruck

$$\frac{dN}{d \log r} = \frac{\text{const}}{r^{\nu}} \quad \text{mit} \quad 2{,}5 < \nu < 3{,}0$$

beschreiben. Dieses Verteilungsgesetz scheint weltweite Gültigkeit zu besitzen. Unterhalb der Größe $r = 0{,}05\ \mu$ wird die Verteilungsfunktion unregelmäßig, wobei einzelne Größengruppen vorherrschen (Ionenspektrum nach Israël). Im großen gesehen ist dabei die Natur der Teilchen, nämlich ihr Mischkerncharakter, über den ganzen Größenbereich hinweg gleich. Nur im Größenbereich oberhalb etwa $r = 0{,}5\ \mu$ dominieren zeitweise Kerne ganz bestimmter Herkunft z. B. Meeressalzkerne oder Staub, deren Zahl aber entsprechend dem Verteilungsgesetz gering bleibt. Überdies werden sie sehr bald durch die Koagulation in Mischkerne umgewandelt. Es zeigt sich, daß oberhalb zirka 70% Feuchte dieses Mischkernaerosol fast ausschließlich aus Tröpfchen oder aus Teilchen mit einer Lösungshülle besteht, trockener Staub im landläufigen Sinne kommt nur selten vor.

Die Vorgänge bei der Bildung der Eiskeime sind theoretisch weitgehend geklärt, sofern man einfache Kernmodelle betrachtet. Krastanow und in weiterem Ausbau Wall, Weickmann u. a. haben die auf Grund der Phasenkinetik (Volmer) zu erwartenden Erscheinungen diskutiert. Die wesentlichen Ergebnisse seien hier übersichtlich zusammengefaßt, wobei wegen der Kürze der Darstellung einige Vereinfachungen, wie z. B. Vernachlässigung von Abweichungen vom Raoultschen Gesetz bei konzentrierten Lösungen usw., eingeführt seien.

I. Feste unlösliche und benetzbare Teilchen.

Diese können nach der Theorie als Kondensations- und Sublimationskerne wirken. Kann dem Teilchen eine Kugel vom Radius r eingeschrieben werden, wirkt es hinsichtlich der Kondensation bei Temperaturen über 0 wie ein gleich großes Wassertröpfchen. Der Gleichgewichtsdampfdruck eines solchen wird bekanntlich durch die Thomsonsche Formel angegeben:

$$\ln \left(\frac{p_r}{p_\infty} \right)_W = \frac{2\, \sigma_{W/D} \cdot v_W}{R \cdot T \cdot r}$$

p_r = Dampfdruck über den Tröpfchen vom Radius r
p_∞ = Dampfdruck über der ebenen Wasserfläche
$\sigma_{W/D}$ = spezifische freie Oberflächenenergie Wasser gegen Dampf = 75 g/cm²
v_W = Molvolumen der kondensierten Phase = 18 cm³
R und T Gaskonstante und absolute Temperatur.

Bei Temperaturen unter 0° kann solch ein Teilchen nur dann als Sublimationskern wirken, wenn sein Gitterbau mit dem des Eises weitgehend übereinstimmt, und zwar nach Bindungsart, Anordnung der Atome bzw. Moleküle und Gitterabstand. Ist Bindungsart und Anordnung gleich, so kann maximal ein *solcher* Bereich einer Gitterebene wirken, bei dem die Abweichung der Gitterabstände gegenüber Eis nicht über 12% hinausgeht. Nach WEICKMANN [3] hat dieser Bereich für einige besonders ähnliche Gitter die in Tabelle 2 aufgeführten Größen.

Tabelle 2. *Berechnete Daten einiger als Gefrierkerne besonders wirksamer Substanzen nach* WEICKMANN.

Substanz	Größe des Gitterbereiches mit weniger als 12% Abweichung gegen Eis	Gleichgewichtsübersättigung in bezug auf Eis bei Sublimation	Gleichgewichtsunterkühlung in Wasser
Silberjodid.....	$2\,r_E =$ 41 Å	34%	— 4,4° C
Glimmer	„ 225 Å	5,5%	— 0,8 „
Quarz	„ 18 Å	100%	— 10 „

Von einem Silberjodidkriställchen beliebiger Größe z. B. kann also nur ein Bereich von etwa 40 Å als Sublimation oder Gefrierkern wirken. Dieser Bereich entspricht etwa dem früher von WALL [1] angegebenen doppelten Eiskeimradius. Die entsprechenden Werte der notwendigen Dampfübersättigung in bezug auf Eis bzw. der Unterkühlung bei der Gefrierwirkung werden wiederum durch die Thomsonsche Formel unter sinngemäßer Wahl der Konstanten geliefert.

Gleichgewichtsdampfdruck über Eis: $\ln\left(\frac{p_i}{p_\infty}\right)_E = \frac{2\,\sigma_{E\,D}\cdot v_E}{R\cdot T\cdot r_E}$.

$\sigma_{E/D}$ = freie Oberflächenenergie Eis/Dampf — v_E = Molvolumen des Eises

r_E = Eiskeimradius

Der Wert von $\sigma_{E\,D}$, von dem keine Messungen vorliegen, wurde von WALL auf Grund theoretischer Überlegungen zu 87 erg/cm² angegeben.

Gleichgewichtsunterkühlung bei Gefrieren: $\frac{T_g - T_r}{T_g} = \frac{2\,\sigma_{E/W}\cdot v_E}{r_E\cdot Q_s}$

T_g = Gefriertemperatur des Wassers — $\sigma_{E\,W}$ = freie Oberflächenenergie Eis/Wasser

T_r = Gleichgewichtsunterkühlung des Eiskeimes — Q_s = Schmelzwärme des Eises je Mol.

Der Wert von $\sigma_{E/W}$ wurde von KRASTANOW zu 11 erg/cm² rechnerisch ermittelt [1].

In Tabelle 2 sind die Werte der Eisübersättigung bzw. der Unterkühlung aufgeführt. Dabei sind irgendwelche Gänge der Konstanten usw. mit der Temperatur in den entsprechenden Thomsonschen Formeln vernachlässigt. Die Werte der Unterkühlung stimmen befriedigend mit

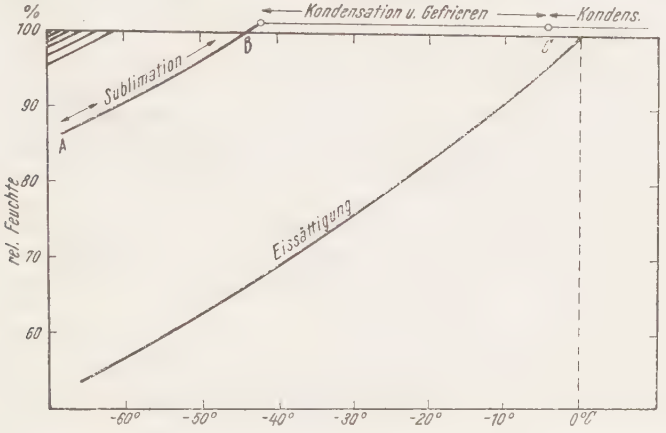

Abb. 1. Verhalten eines Silberjodidkristalls von 2 μ Durchmesser hinsichtlich Kondensation und Sublimation.

Messungen überein [3]. Im Diagramm Abb. 1 sind die Verhältnisse übersichtlich dargestellt. Dabei wurde ein AgJ-Kristall von $r = 0{,}1\ \mu$ zugrundegelegt. Man erkennt daraus folgendes: Bis zur Temperatur von $-42°$ erfolgt bei einer Wasserdampfübersättigung in bezug auf Wasser von etwa 1% Kondensation, wobei unterhalb $-4{,}4°$ der kondensierte

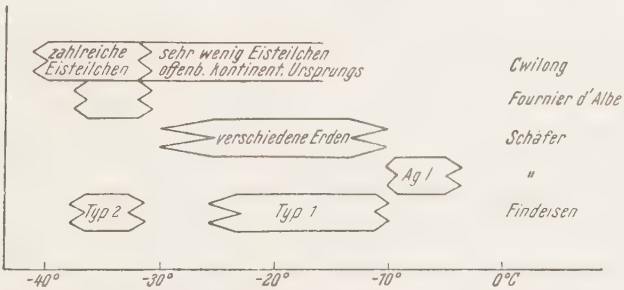

Abb. 2. Schematisierte Zusammenstellung einiger Beobachtungen der Gefriertemperatur von Kernen in natürlichen und künstlichen Aerosolen.

Wasserdampf sofort gefriert. Unterhalb $-42°$ würde entlang der Linie AB Sublimation einsetzen. Selbst bei so günstiger Kristallverwandtschaft zum Eise wie bei Silberjodid ist Sublimation also nur bei verhältnismäßig tiefen Temperaturen und hohen Übersättigungen in bezug auf Eis möglich. Wesentlich wirksamer für die Eiskeimbildung ist das Kerngefrieren im Temperaturbereich B bis C.

Aus zahlreichen Versuchen kennt man ungefähr die Häufigkeitsverteilung der Gefriertemperaturen in Abhängigkeit von der Temperatur bei unseren natürlichen Aerosolen und bei verschiedenen natürlichen Staubarten (Findeisen [6], Schäfer [7] u. a. [9]). Man erhält etwas schematisiert mit diesen Werten die Abb. 2. Wären diese als Gefrierkerne wirksamen Teilchen als trockene feste Teilchen in der Luft vorhanden (wahrscheinlich haben sie alle eine mehr oder weniger dicke Hülle aus einer Salzlösung um sich) und könnten deshalb theoretisch als Sublimationskerne wirksam sein, so käme für diesen Vorgang etwa der in Abb. 1 durch Schraffur angezeigte Bereich von Temperatur und Eisübersättigung in Frage, also ein Bereich, der im allgemeinen auch bei sehr tiefen Temperaturen nur wenig unter der Wassersättigung liegt. Für feste, trockene aber benetzbare Teilchen folgt also tatsächlich, daß die Eisteilchenbildung erst praktisch bei Wassersättigung einsetzt und erst bei sehr tiefen Temperaturen echte Sublimation bei geringen Wasseruntersättigungen möglich ist.

Wie wir oben jedoch ausführten, liegen solche trockene Teilchen im natürlichen Aerosol so gut wie nicht vor und wenn, dann nur sehr vorübergehend. Alle festen Teilchen sind in mehr oder minder großen Lösungströpfchen eingebettet, so daß das Schema der Abb. 1 für das natürliche Aerosol praktisch bedeutungslos ist. Wir wollen deshalb das Verhalten von Lösungströpfchen betrachten.

II. Reine Lösungströpfchen mit Gefrierkernen.

Nach den Arbeiten von Hollstein [8] gefriert eine Salzlösung bei einer Gefrierpunktserniedrigung, die sich additiv aus der Gefrierkernwirkung des festen Gefrierkernes ΔT_1 und der Gefrierpunktserniedrigung ΔT_2 infolge der Konzentration der Lösung nach dem Raoultschen Gesetz zusammensetzt. In Abb. 3 verläuft nun die Gefrierpunktserniedrigung einer Salzlösung entlang der Linie der Eissättigung, wenn solche Gefrierkerne vorhanden sind, die schon bei 0° wirksam sind. Spricht ein Gefrierkern erst bei ΔT_1 an, so bedeutet dies eine Parallelverschiebung der Gefrierkurve nach links. Dabei wurde ein eventueller Gang der Konstanten mit der Temperatur und Abweichungen vom Raoultschen Gesetz bei größeren Lösungskonzentrationen vernachlässigt. Weiterhin wurde hier die Erhöhung des Dampfdruckes infolge der Krümmung der Tröpfchenoberfläche nicht berücksichtigt. Da der größte Teil der Kerne, die *aktiv* an der Kondensation des Wasserdampfes in der Atmosphäre teilnehmen, einen Radius oberhalb $r = 0{,}1\ \mu$ besitzen, ist dies für die hier durchgeführten Betrachtungen gerechtfertigt.

Je nach der Löslichkeit der Stoffe, die in den Lösungströpfchen angenommen werden, würde die Gefrierlinie bei tieferen relativen Feuchten (in bezug auf Wasser) durch den eutektischen Punkt begrenzt. Diese relative Feuchte ist durch die Konzentration der Lösung bestimmt. Legt man nun wiederum die in Abb. 2 gegebenen Werte für ΔT_1 zugrunde, so gelangt man zu einem Gebiet der Eiskeimbildung an

natürlichen Aerosolen im frostübersättigten Bereich, der wiederum durch die Intensität der Schraffur angedeutet ist. Man erkennt, daß die hierbei zu erwartenden Wasser*unter*sättigungen wesentlich größer wären als bei reiner Sublimation, und daß insbesondere diese Eiskeimbildung in solchen Bereichen der Frostübersättigung stattfinden müßte, die nicht durch die Beobachtung bestätigt werden. Die Tatsache aber, daß die wirkliche Eiskeimbildung erst kurz vor dem Taupunkt einsetzt und daß anderseits fast alle Teilchen im Aerosol bei höheren Feuchten Tröpfchennatur besitzen, sind durch viele Beobachtungen gestützt.

Es tut sich hier also ein Widerspruch zwischen Beobachtung und Theorie auf. Nach allem, was man über die Wirkung des Gefrierens

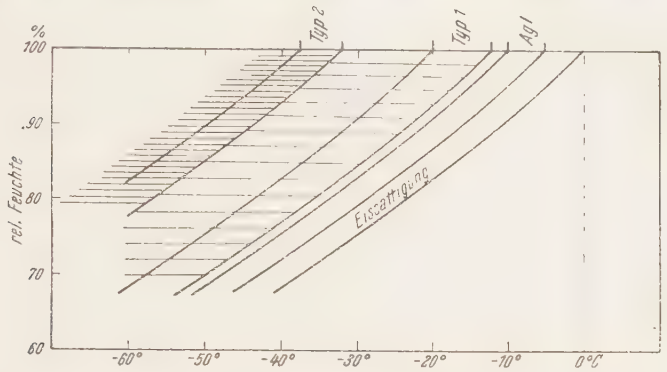

Abb. 3. Zu erwartendes Kerngefrieren bei Wasseruntersättigung, falls die Kerne aus reinen Lösungen bestehen.

weiß, ist kaum anzunehmen, daß dieser Widerspruch in einem Mangel der Theorie begründet ist. Es ist vielmehr danach zu fragen, welcher Effekt die Gefrierkerne daran hindern kann, im frostübersättigten Bereich wirksam zu werden. Nun zeigen die atmosphärischen Kerne einen wesentlichen Unterschied zu den von HOLLSTEIN verwandten Lösungen: In den Kernen ist ein Gemisch aus Stoffen sehr verschiedener Löslichkeit und natürlich auch chemischer Zusammensetzung vorhanden. Wir haben es also nicht mit reinen Lösungen zu tun. Es wird daher die Vermutung ausgesprochen, daß in den in solcher Weise komplex zusammengesetzten Lösungen der Kerne die gefrierwirksamen Flächen erst bei größerer Verdünnung im Kerntröpfchen frei und damit wirksam werden. Man kann dabei an folgende Möglichkeiten denken:

1. Anwesenheit sehr schwerlöslicher Stoffe, die erst bei großer Verdünnung, also erst dicht unter dem Taupunkt, in Lösung gehen, bei geringeren Feuchten sich aber am Gefrierkern ablagern und ihn dadurch an seiner Gefrierwirkung hindern.

2. Chemische Wechselwirkung zwischen Lösung und Gefrierkern, so daß dessen Oberfläche mit — schwerlöslichen — Verbindungen überzogen ist, die sich erst bei hohen Verdünnungen lösen und die unzersetzten

Teile des Gefrierkerns freigeben. Diese Möglichkeit ist natürlich mit Punkt 1 nahe verwandt.

3. Adsorption von gelösten Stoffen an den wirksamen Oberflächen. Nach den Gesetzen der Adsorption (Adsorptionsisotherme) gilt allgemein für die Menge adsorbierter Substanz an einer festen Oberfläche in einer Lösung $a = \text{const} \times c^{1/n}$, wo c die Konzentration der Lösung ist, und $1/n$ Werte zwischen 0,1 und 1 besitzt. Nur im Falle von kapillar-aktiven Stoffen (fast ausschließlich organischen Stoffen) tritt eine zusätzliche Anlagerung an Oberflächen hinzu. Danach ist bei anorganischen Verbindungen, wie wir sie in den atmosphärischen Kernen allgemein annehmen müssen, mit einer Zunahme der Adsorption bei konzentrierten Lösungen zu rechnen.

Die dritte Möglichkeit scheidet allerdings weitgehend aus, da sie ja auch grundsätzlich bei den HOLLSTEINschen Versuchen hätte eintreten müssen. Es sei denn, daß man im atmosphärischen Aerosol ganz andere stoffliche Zusammensetzungen voraussetzt.

Als wahrscheinlich bleiben die Möglichkeiten 1 und 2, die zunächst nicht zu trennen sind, und praktisch auch auf das gleiche hinauslaufen. Es wäre also im wesentlichen der Mischkerncharakter der Kerne, der eine nennenswerte Eiskeimbildung im frostübersättigten Bereich verhindern würde, wenn sich die hier ausgesprochene Vermutung bestätigen sollte. Und erst die große Verdünnung im Kerntröpfchen bei Annäherung an den Taupunkt würde die Behinderung der Gefrierkerne aufheben. Daß solch starke Verdünnungen tatsächlich auftreten, zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3. *Relativwerte der Kernverdünnung verschieden großer Kerne, wenn die Verdünnung der Kernlösung bei 90% relativer Feuchte willkürlich gleich 1 gesetzt wird.*

Potentieller Kernradius (= Radius bei 100% Wassersättigung)		10^{-6}	10^{-5}	10^{-4} cm
Relative Feuchtigkeit in bezug auf Wasser	Kondensationspunkt der Kernwachstumskurve	(104,6%) 9,5	(100,46%) 43	(100,046%) 370
	100%	1,8	8,3	71
	95%	1,2	1,6	1,6
	90%	1,0	1,0	1,0

Es wurde darin bei einer Feuchte von 90% die Verdünnung willkürlich gleich 1,0 gesetzt. Die Verdünnung steigt danach mit Annäherung an den Sättigungswert schnell an, besonders bei den großen Kernen mit Radien oberhalb 10^{-5} cm, die gerade für die Kondensation wichtig und wirksam werden, und erreicht große Werte am „Kondensationspunkt" der Kernwachstumskurve, also an dem Punkt, wo die eigentliche Tröpfchenbildung beginnt. Die Feuchte am Kondensationspunkt hängt von der Größe des Kerns ab und wurde in der Tabelle extra vermerkt.

Unter Zugrundelegung des eingangs angeführten Größenverteilungsgesetzes der Kerne wird bei den Kondensationsvorgängen in der Atmosphäre nur ein kleiner Teil der Kerne *aktiv* teilnehmen. Unter normalen Verhältnissen mit einer Zahl der Wolkenelemente von der Größe 200/cm³ würden dies Kerne oberhalb eines Radius $r = 0{,}15\,\mu$ sein. Die Teilchen darunter bleiben also Kondensationskerne mit Radien und Verdünnungen, die sie bei der Sättigung in bezug auf Wasser einnehmen, d. h. die Verdünnung dieser Kerne steigt nach Tabelle 3 nicht über zirka 9 an (in bezug auf die Verdünnung bei 90% relativer Feuchte). Bei diesen „unbenutzten" Kernen bleibt also die Verdünnung bedeutend geringer als bei den „benutzten" Kernen, d. h. den gebildeten Tröpfchen. Im Gebiet der häufigsten Kerngrößen, also bei $r = 5 \times 10^{-6}$ cm, steigt die Verdünnung bei 100% Feuchte sogar nur auf den doppelten oder eventuell dreifachen Wert im Vergleich zu 90% Feuchte an. Hier würden also eventuell vorhandene Gefrierkerne kaum zur Wirksamkeit gelangen.

Ist der hier vermutete Effekt der Verdünnung tatsächlich ausschlaggebend, so ist anzunehmen, daß nach erfolgter Bildung der Tröpfchen die in diesen vorhandenen Gefrierkerne der Temperatur entsprechend alle wirksam werden konnten. In dem großen Reservoir der Kerne, die *nicht* an der Kondensation teilnahmen, mögen ebenfalls etliche Gefrierkerne das Gefrieren der Kerntröpfchen veranlaßt haben, andere mögen infolge der ungenügenden Verdünnung nicht dazu gekommen sein. Verdünnung würde also ebenso wie Temperaturerniedrigung die Gefrierwirkung der Kerne fördern.

Mason und Ludlam [9], die neuerdings eine ausführliche Übersicht über alle Beobachtungsergebnisse gaben, kommen zu folgender Einteilung der Gefrierkerne.

1. Wirksamkeit zwischen 0 und — 32°. Die absolute Zahl und Konzentration dieser Kerne ist sehr gering, so daß sie vielfach der Beobachtung entgangen sind, wenn nur kleine Luftproben zur Untersuchung gelangten. Die Größenordnung beträgt wenige Teilchen pro cm³. Über dem Meer und in der Höhe fehlen sie zum Teil ganz, ihr Ursprung ist deshalb wahrscheinlich kontinental („Sublimationskerne" erster Art nach Findeisen, s. a. Abb. 2).

2. Wirksamkeit zwischen — 32° und — 41°. Scheinbar handelt es sich hier um eine andere Art von Kernen, denn ihre Konzentration steigt mit sinkender Temperatur stark an und bei steigender Abkühlungsgeschwindigkeit in der zur Untersuchung verwendeten Nebelkammer beginnen sie schon bei höheren Temperaturen wirksam zu werden (Findeisens „Sublimationskerne" zweite Art), während die unter 1. genannten Teilchen bei erhöhter Abkühlungsgeschwindigkeit gerade umgekehrt erst bei tieferen Temperaturen ansprechen.

3. Wirksamkeit unter — 41°.

Mason glaubt, daß die Kerne unter 1. im wesentlichen feste unlösliche Teilchen sind, während die unter 2. aus Kochsalz bestehen. Nach obigem liegt es nahe, in diesen beiden Arten, die übrigens nicht scharf getrennt sind, die „benutzten" und „unbenutzten" Kerne zu sehen. Es wird damit

auch die Beobachtung FINDEISENS bezüglich der Abkühlungsgeschwindigkeit erklärlich: Die Größe der gebildeten Teilchen (und damit ihre Verdünnung) hinkt hinter der Expansion um so stärker nach, je schneller diese vor sich geht. Sie würden also erst — wie die Kerne erster Art — bei tieferen Temperaturen zum Ansprechen kommen. Bei den Kernen zweiter Art, die als Kerne und nicht als kondensierte Tröpfchen vorliegen, sind bei Änderung der Expansionsgeschwindigkeit die Verhältnisse anders. Da sie um ein bis zwei Größenordnungen kleiner sind als die Tröpfchen und die Kondensationsgeschwindigkeit einem Gesetz der Form $\frac{dr}{dt} = \text{const}/r$ gehorcht, so haben diese Kerne, wie sich leicht abschätzen läßt, fast stets die der jeweiligen Übersättigung bei der Expansion gemäße Gleichgewichtsgröße mit großer Annäherung eingenommen. Bei hohen Expansionsgeschwindigkeiten ist nun die Übersättigung in der Kammer, wiewohl an sich klein, größer als bei kleinen Expansionsgeschwindigkeiten. Die Verdünnung in den Kernen wäre also gerade umgekehrt wie bei den Kernen erster Art bei großer Abkühlungsgeschwindigkeit größer. Bei dieser Erklärung vermeidet man die etwas künstliche Annahme von zwei in ihrer Art verschiedenen Kerngruppen, was den gut fundierten Vorstellungen über den recht einheitlichen Aufbau unserer Mischaerosole nicht ganz entspricht.

Über die von MASON unterschiedene dritte Gruppe lassen sich noch wenig bindende Aussagen machen, da die Beobachtungsergebnisse in dem Temperaturbereich unter — 41° widersprechend sind. Teilweise findet man grundsätzliche Gefrieren bei ziemlich genau — 41°, zum Teil ist flüssiges Wasser bis unter — 60° beobachtet worden.

Die hier entwickelte Vorstellung wird durch verschiedene Beobachtung gestützt. So beobachtet z. B. WALL bei der Auflösung von Frostnebel, daß sich zunächst nach und nach einige große Kristalle bilden, die meist einen mikroskopisch nachweisbaren Kern in Gestalt eines Staubteilchens oder Eiskügelchens hatten. Dann setzt gleichzeitig mit der Auflösung der Nebel (wahrscheinlich als Ursache dieser) eine „epidemische" Bildung von feinen Eiskriställchen ein, welche keine erkennbaren Kerne (also wahrscheinlich submikroskopische) zeigten. Die Vermutung liegt nahe, daß es sich im letzteren Fall um das Wirksamwerden der „unbenutzten" Kerne handelt.

Auf Grund der Tabelle 1 liegt der Gedanke nahe, daß aus dem Reservoir der „unbenutzten" Kerne durch Koagulation mit Wolkenelementen und Nebeltröpfchen, diese nach und nach zum Gefrieren gebracht werden können. Auch solche Beobachtungen wurden von WALL gemacht.

Die Gefrierkerne sind mit großer Wahrscheinlichkeit die in mehr oder minder großen Tröpfchen eingebetteten festen Teilchen. Es wurde von uns an Teilchen mit $r \geqq 0{,}2\ \mu$ beobachtet, daß der Gehalt dieser Kerne an unlöslichen Bestandteilen über dem Kontinent wesentlich größer ist als z. B. über See. So enthielten diese Kerne in Frankfurt zu zirka 40%, in Wyk auf Föhr nur zu etwa 10% einen festen unlöslichen Bestandteil.

Dies deckt sich mit der Feststellung, daß die Kerne erster Art über See und auf hohen Bergen bedeutend seltener sind als über dem Kontinent (nach [*9*]).

Nach einer Beobachtung von RAU konnten Wassertröpfchen in Anwesenheit von atmosphärischen Kernen nicht unter 33° abgekühlt werden. Dies würde ebenfalls gut zu der Vorstellung passen, daß bei genügender Verdünnung fast alle atmosphärischen Kondensationskerne als Kerne erster Art wirken. Das gleiche finden PALMER und BREWER, die die RAUschen Versuche sorgfältig wiederholten (s. z. B. [*9*]).

Ein Gang der Gefriertemperatur mit der Tropfengröße ist auch bei größeren Tröpfchen (Durchmesser 0,1 bis 0,4 mm) beobachtet worden (HEVERLY [*10*]), hat aber bisher noch keine Deutung gefunden. Es ist jedoch wenig wahrscheinlich, daß dieser Effekt mit den genannten Erscheinungen im Zusammenhang steht.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Es kann plausibel gemacht werden, daß die Gefrierkerne in den Kondensationskernen erst bei größerer Verdünnung der Kernlösung, d. h. erst nahe an der Wassersättigung, wirksam werden. Dadurch würden auch unterschiedliche Gefriertemperaturen bei „aktiv" gewordenen Kondensationskernen (Wolkenelementen) und bei den „unbenutzt" gebliebenen Kernen verständlich sein und verschiedene andere Beobachtungen erklärbar werden.

Literaturverzeichnis.

1. WALL, E.: Ein einfaches Schema der atmosphärischen Eiskeimbildung. Meteorol. Z. **59**, 177 (1942).
2. WEICKMANN, H.: Die Eisphase in der Atmosphäre. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 6 (1949).
3. — A theory of the formation of icecrystals. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, IV, 309 (1951).
4. JUNGE, C.: Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols. Ann. Meteorol. (im Erscheinen).
5. — Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung im atmosphärischen Aerosol über dem Kontinent. Kissinger Tagungsber. 1951 (im Erscheinen).
6. FINDEISEN, W. und G. SCHULZ: Experimentelle Untersuchungen zur atmosphärischen Eisteilchenbildung. Forsch. u. Erfahr. Ber. Reichswetterd., A. Nr. 27, Berlin (1944).
7. SCHÄFER, V.: The occurrence of icecrystal nuclei in the free atmosphere. Gen. Electr. Res. Lab. Repr. 1698 (1950).
8. HOLLSTEIN, E.: Die Eisphase in der Atmosphäre. Rep. and Trans. Nr. 716, Volkenrode, Min. of Supply (A).
9. MASON, B. J. und F. H. LUDLAM: The mikrophysics of clouds. Reports on progress in physics, Vol. 14, 147 ff. (1951).
10. HEVERLY, R.: Supercooling and crystallization. Transact. Am. Geophys. Union, **30**, 205 (1949).

551.594.11

(Luftelektrische Forschungsstelle des Observatoriums Friedrichshafen in Buchau a. F.; Landeswetterdienst Württemberg-Hohenzollern.)

Studien über das atmosphärische Potentialgefälle V. Zur Strömungstheorie des luftelektrischen Feldes II.

Von

H. W. Kasemir.

Mit 6 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Nachdem in [*1*] einige Probleme der Luftelektrizität unter dem Blickwinkel der Strömungstheorie qualitativ beschrieben wurden, sollen in den nachfolgenden Arbeiten die einzelnen Fragestellungen eingehender behandelt und auch quantitativ durchgerechnet werden, soweit dies sich mit mäßigem mathematischem Aufwand erreichen läßt.

In dieser Arbeit werden niederschlagsfreie Wolken, Dunst- und Nebelschichten mathematisch durch Rotationsellipsoide mit konstanter Innenleitfähigkeit dargestellt. Dann werden die Feld- und Stromverhältnisse im Innen- und Außenraum untersucht, wenn man diese Körper in ein homogenes, vertikal gerichtetes Strömungsfeld bringt. Es zeigt sich, daß die Felderhöhung im Innenraum neben der Leitfähigkeit stark von der geometrischen Form des Körpers abhängig ist. Im Fall der zweidimensional unendlich ausgedehnten Schicht (Entartung des flachen Rotationsellipsoides) herrscht im Innen- und Außenraum dieselbe Stromdichte, während die Feldstärken sich umgekehrt wie die Leitfähigkeiten verhalten. Beim unendlich langen Zylinder (Entartung des gestreckten Rotationsellipsoides) bleiben die Feldstärken im Innen- und Außenraum gleich, während die Stromdichten proportional den Leitfähigkeiten sind. Innerhalb dieser beiden Extremfälle können die Feldstärken und Stromdichten jeden Zwischenwert annehmen, je nachdem, welches Achsenverhältnis das Ellipsoid besitzt.

Besonders interessant ist der Feldverlauf in unmittelbarer Nähe des Störkörpers. Wendet man die Ergebnisse auf die über den Kontinenten lagernde Dunstschicht (Austauschschicht) an, so ergeben sich wertvolle Hinweise für eine Feldregistrierung an der Meeresküste oder auf einem Binnensee.

Summary. After the description of some problems of the atmospheric electricity in [*1*] (in view of the theory of current and described qualitatively), the single problems shall be treatened more in detail and quantitatively computed in the following papers, as far as this will be possible with moderate mathematical means.

In this paper clouds without precipitation, layers of haze, mist and fog will be described mathematically as ellipsoids of rotation with constant internal conductivity. Later on the field- and current conditions inside and outside the ellipsoids will be examined, if these bodies are brought into a homogeneous current field of vertical direction. It can be shown that the increase of the field inside is dependent on the conductivity and very much on the geometric form of the body. In the case of a layer infinitely extended in two directions (degeneration of the oblate rotation ellipsoid) the current density inside and outside the body is equal, since the potential gradients are inversely proportional to the conductivities. In the case of an infinitely long cylinder (degeneration of the prolate ellipsoid) the potential gradients are equal inside and outside while the current densities are proportional to the conductivities. Between these two extreme cases the field forces and the current densities may have any value according to the rate of the axes of the ellipsoid.

The structure of the potential gradient close to the disturbing body requires a special interest. Applying the results to the haze layer which lies over the continents (exchange layer), some valuable hints result for records of the potential gradient at the shore or over a lake.

Résumé. Alors que dans [1] on a décrit qualitativement quelques problèmes d'électricité atmosphérique du point de vue de la théorie de courant, il s'agit dans les études suivantes de traiter plus à fond les questions particulières et d'en préciser par le calcul l'aspect quantitatif pour autant que cela se peut sans surcharger l'appareil mathématique.

Dans le présent article on applique le calcul à des nuages ne donnant pas de précipitations et à des couches de brume ou de brouillard, considérés comme des ellipsoïdes de révolution à conductibilité interne constante. On étudie ensuite les conditions de champ et de courant à l'intérieur et à l'extérieur lorsqu'on place ces corps dans un champ de courant homogène et vertical. On constate que l'augmentation du champ interne dépend non seulement de la conductibilité, mais aussi fortement de la forme géométrique du corps. Dans le cas d'une couche illimitée à deux dimensions (ellipsoïde aplati de révolution dégénéré), il règne à l'intérieur et à l'extérieur la même densité de courant, tandis que les intensités de champ sont inversement proportionnelles aux conductibilités. Pour le cylindre infiniment long (ellipsoïde prolongé de révolution dégénéré), les intensités de champ sont les mêmes à l'intérieur qu'à l'extérieur, tandis que les densités de courant sont proportionnelles aux conductibilités. Entre ces deux cas extrêmes, les intensités de champ et les densités de courant peuvent prendre toutes les valeurs intermédiaires selon le rapport des axes de l'ellipsoïde.

La structure du champ au voisinage immédiat du corps perturbateur est particulièrement intéressante. Si l'on applique les résultats à la couche de brume reposant sur les continents (couche d'échange turbulent), on peut en tirer d'utiles indications pour un enregistrement du champ sur les côtes de la mer ou sur un lac interne.

I. Das Rotationsellipsoid im homogenen Strömungsfeld.

Zur mathematischen Darstellung der Störkörper, wie Wolken, Dunstschichten usw., die in das ungestörte luftelektrische Feld F eingelagert sind, wählen wir das Rotationsellipsoid. Dieses kann in dem passend gewählten elliptischen Koordinatensystem durch Angabe einer einzigen

Koordinate bestimmt werden. Die Formeln für Potential-, Feld-, Stromverteilung usw. erhalten dabei eine geschlossene und verhältnismäßig einfache Form. Außerdem ist das Rotationsellipsoid mit seinen Entartungen, ausgehend von der unendlich ausgedehnten Schicht über das flache Rotationsellipsoid (Diskus), über die Kugel und über das langgestreckte Rotationsellipsoid bis zum unendlich langen Zylinder, in seiner Form so wandelbar, daß wir eine große Anzahl der in der Natur vorkommenden Störkörper durch ein passend gewähltes Rotationsellipsoid genügend genau annähern können.

Für die vorkommenden Größen gelten folgende Bezeichnungen und Dimensionen [Gl. (1)]:

V = Potential [V]
E = Feldstärke allgemein [V/m]
F = Feldstärke des ungestörten Primärfeldes [V/m]
i = Stromdichte [A/m^2]
λ = Leitfähigkeit [S/m = 1/Ohm Meter]
x, y, z = kartesische Koordinaten [m], [m], [m]
r, ϑ, φ = Polarkoordinaten [m], [$\sphericalangle$], [$\sphericalangle$]
u, v, φ = elliptische Koordinaten [m], [m], [$\sphericalangle$].

Indizes:

1 = Außenraum
2 = Innenraum
s = Schicht
f = flaches Rotationsellipsoid
k = Kugel
g = gestrecktes Rotationsellipsoid
z = Zylinder.

Den Zusammenhang zwischen kartesischen und Polarkoordinaten wollen wir als bekannt voraussetzen, dagegen für die elliptischen Koordinaten die Verbindungsgleichungen zu den kartesischen angeben. Da es sich bei uns nur um rotationssymmetrische Probleme handelt, können wir unsere Formeln dadurch vereinfachen, daß wir ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit immer $z = 0$ und $\varphi = 0$ setzen:

Es gilt dann mit den elliptischen Koordinaten u, v für das flache Rotationsellipsoid

$$\begin{aligned} \frac{y^2}{u^2} + \frac{x^2}{u^2 - \varepsilon^2} &= 1 \text{ für } \varepsilon \leqq u \leqq \infty, \\ \frac{y^2}{v^2} - \frac{x^2}{\varepsilon^2 - v^2} &= 1 \text{ für } 0 \leqq v \leqq \varepsilon, \end{aligned} \tag{2 a}$$

und für das gestreckte Rotationsellipsoid

$$\begin{aligned} \frac{x^2}{u^2} + \frac{y^2}{u^2 - \varepsilon^2} &= 1 \text{ für } \varepsilon \leqq u \leqq \infty, \\ \frac{x^2}{v^2} - \frac{y^2}{\varepsilon^2 - v^2} &= 1 \text{ für } 0 \leqq v \leqq \varepsilon, \end{aligned} \tag{2 b}$$

wobei ε die Exzentrizität der konfokalen Schar der Ellipsoide und Hyperboloide bezeichnet.

Als nächstes geben wir die Gleichungen der Potentialverteilung an, die entsteht, wenn wir ein flaches oder gestrecktes Rotationsellipsoid oder eine Kugel mit der Innenleitfähigkeit λ_2 in ein homogenes Strömungsfeld mit der Außenleitfähigkeit λ_1 hineinbringen*.

Im Außenraum gilt

$$V_{f1} = -F\,\frac{\sqrt{(u^2-\varepsilon^2)\,(\varepsilon^2-v^2)}}{\varepsilon}\cdot$$

$$\cdot\left(1-\frac{(\lambda_2-\lambda_1)\,p}{\lambda_1+(\lambda_2-\lambda_1)\,p}\cdot\frac{\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u^2-\varepsilon^2}}-\operatorname{arctg}\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u^2-\varepsilon^2}}}{\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u_0^2-\varepsilon^2}}-\operatorname{arctg}\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u_0^2-\varepsilon^2}}}\right), \tag{3}$$

$$V_{g1} = -F\,\frac{u\,v}{\varepsilon}\left(1-\frac{(\lambda_2-\lambda_1)\,q}{\lambda_1+(\lambda_2-\lambda_1)\,q}\cdot\frac{\operatorname{ArTg}\dfrac{\varepsilon}{u}-\dfrac{\varepsilon}{u}}{\operatorname{ArTg}\dfrac{\varepsilon}{u_0}-\dfrac{\varepsilon}{u_0}}\right), \tag{4}$$

$$V_{k1} = -F\,r\cos\vartheta\left(1-\frac{\lambda_2-\lambda_1}{\lambda_2+2\,\lambda_1}\cdot\frac{a^3}{r^3}\right) \tag{5}$$

und im Innenraum

$$V_{f2} = -F\,\frac{\lambda_1}{\lambda_1+(\lambda_2-\lambda_1)\,q}\cdot\frac{\sqrt{(u^2-\varepsilon^2)\,(\varepsilon^2-v^2)}}{\varepsilon}, \tag{6}$$

$$V_{g2} = -F\,\frac{\lambda_1}{\lambda_1+(\lambda_2-\lambda_1)\,q}\cdot\frac{u\,v}{\varepsilon}, \tag{7}$$

$$V_{k2} = -F\,\frac{3\,\lambda_1}{\lambda_2+2\,\lambda_1}\,r\cos\vartheta \tag{8}$$

mit

$$p = \frac{u_0^2\sqrt{u_0^2-\varepsilon^2}}{\varepsilon^3}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{u_0^2-\varepsilon^2}}-\operatorname{arctg}\frac{\varepsilon}{\sqrt{u_0^2-\varepsilon^2}}\right) \tag{9}$$

und

$$q = \frac{u_0\,(u_0^2-\varepsilon^2)}{\varepsilon^3}\left(\operatorname{ArTg}\frac{\varepsilon}{u_0}-\frac{\varepsilon}{u_0}\right). \tag{10}$$

Die in den Gl. (3), (4), (6) und (7) auftretenden und durch (9) und (10) definierten Faktoren p und q sind als *Entelektrisierungsfaktoren* bekannt und nur von der Form des gewählten Grundellipsoides u_0 abhängig. Da bei unserem Problem der Ausdruck Entelektrisierungsfaktor hierfür nicht angebracht erscheint, wollen wir diese Größen weiterhin kurz *Formfaktoren* nennen.

---

* Diese Gleichungen erhält man durch einfache Umformung auf das Strömungsfeld aus den Formeln, die F. Ollendorff in [2] für elektrostatische Probleme angegeben hat.

Der analoge Aufbau der Gl. (3) bis (8) kommt noch deutlicher zum Ausdruck, wenn wir ein gemischtes Koordinatensystem einführen. Wir nehmen hierzu aus dem kartesischen Koordinatensystem die x-Koordinate und aus dem elliptischen bzw. dem Polarkoordinatensystem die u- bzw. r-Koordinate. Die Einführung dieses etwas ungewöhnlichen Koordinatensystems hat folgenden Grund: Bei allen bisher bekanntgewordenen Flugzeugaufstiegen zur Untersuchung des elektrischen Zustandes der freien Atmosphäre wurde nur die Vertikalkomponente — in unserem Koordinatensystem die x-Komponente — des luftelektrischen Feldes gemessen. Das hat seinen Grund darin, daß man bei sogenannten ungestörten luftelektrischen Verhältnissen nur ein vertikal gerichtetes Feld erwartet. Aus demselben Grunde haben auch wir unser ungestörtes Feld F in der x-Richtung angenommen. Sobald sich nun ein Störkörper in diesem vertikal homogenen Feld F befindet, treten natürlich auch die anderen Feldkomponenten auf. Trotzdem interessiert uns in erster Linie die x-Komponente auch des gestörten Feldes, da nur für diese Meßergebnisse vorliegen. Bei dieser starken Betonung der x-Richtung sowohl in der Voraussetzung (F in x-Richtung) als auch bei den interessierenden Größen nimmt es dann nicht wunder, wenn sowohl die Formeln als auch die graphischen Darstellungen in dem x, u- bzw. x, r Koordinatensystem einfach sind, während wir bei der Verwendung eines anderen Koordinatensystems in Schreibarbeit ersticken würden.

Schreiben wir also die Gl. (3) bis (8) um, so erhalten wir

$$V_{f1} = -Fx\left(1 - \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)\,p}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,p} \cdot \frac{\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u^2 - \varepsilon^2}} - \operatorname{arctg}\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u^2 - \varepsilon^2}}}{\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u_0^2 - \varepsilon^2}} - \operatorname{arctg}\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u_0^2 - \varepsilon^2}}}\right), \tag{11}$$

$$V_{g1} = -Fx\left(1 - \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)\,q}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,q} \cdot \frac{\operatorname{ArTg}\dfrac{\varepsilon}{u} - \dfrac{\varepsilon}{u}}{\operatorname{ArTg}\dfrac{\varepsilon}{u_0} - \dfrac{\varepsilon}{u_0}}\right), \tag{12}$$

$$V_{k1} = -Fx\left(1 - \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)\,\frac{1}{3}}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,\frac{1}{3}} \cdot \frac{a^3}{r^3}\right) = -Fx\left(1 - \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 + 2\,\lambda_1} \cdot \frac{a^3}{r^3}\right), \tag{13}$$

$$V_{f2} = -\frac{\lambda_1}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,p}\,Fx, \tag{14}$$

$$V_{g2} = -\frac{\lambda_1}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,q}\,Fx, \tag{15}$$

$$V_{k2} = -\frac{\lambda_1}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,\frac{1}{3}}\,Fx = -\frac{3\,\lambda_1}{\lambda_2 + 2\,\lambda_1}\,Fx. \tag{16}$$

Hier fällt besonders die Ähnlichkeit der drei letzten Gl. (14) bis (16) auf, die sich nur durch den Faktor p, q oder $^1/_3$ unterscheiden. Beim Übergang auf die Kugel nimmt nämlich sowohl p als auch q den Wert $^1/_3$ an. In Abb. 1 ist dieser Formfaktor in Abhängigkeit vom Achsenverhältnis b/a des Ellipsoides aufgetragen, wobei a immer die große und b die kleine Halbachse bedeutet.

Dieser Formfaktor hat im Grenzfall des unendlich langen Zylinders den Wert 0 und steigt für kürzer werdende gestreckte Ellipsoide stetig an, bis er für die Kugel den Wert $^1/_3$ erreicht. Beim Durchgang durch

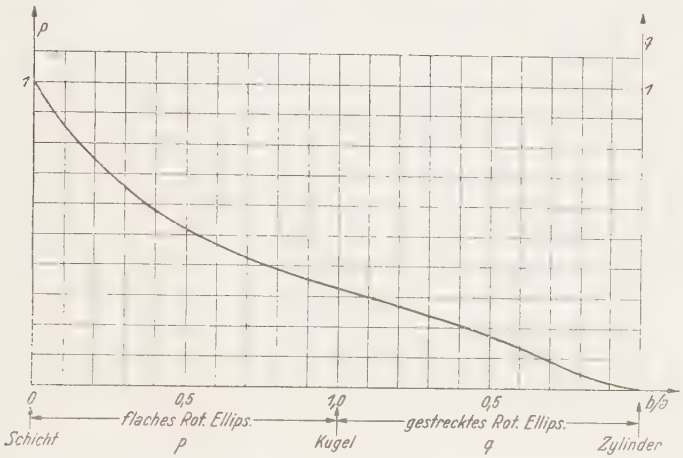

Abb. 1. Formfaktor (Entelektrisierungsfaktor) des flachen und des gestreckten Rotationsellipsoides in Abhängigkeit vom Achsenverhältnis.

die Kugel wird aus dem gestreckten das flache Ellipsoid mit dem Grenzfall der zweidimensional unendlich ausgedehnten Schicht. Der Formfaktor steigt auch hierbei weiter an und nimmt für den Grenzfall der Schicht den Wert 1 an.

Mit Hilfe der angeschriebenen Potentialgleichungen (11) bis (16) können wir alle gewünschten Fragen beantworten. Wir wollen aber eine eingehende Diskussion der Potentialgleichungen selbst übergehen und wenden uns der Bildung der x-Komponenten des Feldes zu. Zum Differenzieren nach x benötigen wir die aus (2 a) und (2 b) zu gewinnenden Hilfsgleichungen: für das flache Rotationsellipsoid

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{x\,u\,(u^2 - \varepsilon^2)}{x^2\,\varepsilon^2 + (u^2 - \varepsilon^2)^2} \tag{17}$$

und für das gestreckte Rotationsellipsoid

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{x\,u\,(u^2 - \varepsilon^2)}{u^4 - x^2\,\varepsilon^2}. \tag{18}$$

Damit lassen sich die Potentialgleichungen leicht nach x differenzieren, und wir erhalten für die Feldstärke in der x-Richtung

$$E_{f1} = F\left(1 - \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)\,p}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,p} \cdot \right.$$
$$\left. \cdot \frac{\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u^2 - \varepsilon^2}} \dfrac{(u^2 - \varepsilon^2)^2}{x^2\,\varepsilon^2 + (u^2 - \varepsilon^2)^2} - \operatorname{arctg} \dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u^2 - \varepsilon^2}}}{\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u_0^2 - \varepsilon^2}} - \operatorname{arctg} \dfrac{\varepsilon}{\sqrt{u_0^2 - \varepsilon^2}}} \right), \tag{19}$$

$$E_{g1} = F\left(1 - \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)\,q}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,q} \cdot \frac{\operatorname{ArTg} \dfrac{\varepsilon}{u} - \dfrac{\varepsilon}{u} \dfrac{u^4}{u^4 - x^2\,\varepsilon^2}}{\operatorname{ArTg} \dfrac{\varepsilon}{u_0} - \dfrac{\varepsilon}{u_0}}\right), \tag{20}$$

$$E_{k1} = F\left[1 - \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 + 2\,\lambda_1} \cdot \frac{a^3}{r^3}\left(1 - \frac{3\,x^2}{r^2}\right)\right], \tag{21}$$

$$E_{f2} = F\,\frac{\lambda_1}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,p}, \tag{22}$$

$$E_{g2} = F\,\frac{\lambda_1}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,q}, \tag{23}$$

$$E_{k2} = F\,\frac{3\,\lambda_1}{\lambda_2 + 2\,\lambda_1}. \tag{24}$$

[In Gl. (5), (13) und (21) bezeichnet $a = b$ sinngemäß den Kugelradius.]

Mit der Anwendung dieser Gl. (19) bis (24) auf die Störung des luftelektrischen Feldes durch eingelagerte Körper wollen wir uns weiterhin beschäftigen.

II. Ausgedehnte Dunst- und Nebelschichten.

Als erstes Beispiel für die Anwendung unserer Gleichungen betrachten wir ausgedehnte Dunst- und Nebelschichten, die wir durch ein flaches Rotationsellipsoid darstellen. Demnach kommen für dieses Problem die Gl. (19) und (22) in Betracht Es ist eine bekannte Tatsache und auch aus den Potential- und Feldgleichungen (14) bis (16) und (22) bis (24) ohne weiteres zu ersehen, daß im Inneren der Ellipsoide die Feldstärke konstant ist und mit der ungestörten Außenfeldstärke die gleiche Richtung hat. Sie unterscheidet sich also von letzterer nur durch einen konstanten Faktor, der von dem Verhältnis der Leitfähigkeit des Innen- und Außenraumes und dem Formfaktor abhängt. Für flache Rotationsellipsoide, deren Achsenverhältnis b/a kleiner ist als 1/10, ist der Formfaktor p bis auf einen Fehler von höchstens 15% gleich 1 (Abb. 1). Damit wird angenähert

$$\frac{E_{f2}}{F} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}. \tag{25}$$

Für die unendlich ausgedehnte Schicht gilt diese Gleichung streng. Sie wird bei Betrachtung weiträumiger Nebelschichten häufig verwendet und kann aus der Kontinuitätsbedingung des Stromes in einer stationären Strömung sofort erschlossen werden. Da in der Nebelschicht und dem Außenraum die Stromdichte gleich groß sein muß ($i_1 = i_2$), folgt mit Hilfe der Beziehung $i_1 = \lambda_1 F$ und $i_2 = \lambda_2 E_{s2}$ sofort

$$\frac{E_{s2}}{F} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}.$$

Das ist aber unsere Gl. (25) für den Grenzfall der Schicht. Durch die Ableitung dieser Formel auf dem Umweg über das flache Rotationsellipsoid gewinnen wir neben der streng gültigen Gl. (22) die Möglichkeit, die Gültigkeit bzw. den Fehler der Formel (25) zu bestimmen, wenn wir, wie es ja in Wirklichkeit immer der Fall ist, Körper endlicher Ausdehnung vor uns haben. Auf den Einfluß des hier vernachlässigten Formfaktors werden wir später noch eingehend zurückkommen.

Als Ergebnis wollen wir festhalten, daß wir aus einer Feldregistrierung im Innern und außerhalb einer Nebel- oder Wolkenschicht nur dann auf das Verhältnis der Leitfähigkeit von Wolke zu Luft schließen dürfen, wenn die seitliche Ausdehnung der Wolke mindestens zehnmal so groß ist wie ihre Mächtigkeit. Der Fehler beträgt dann bereits 20%. Handelt es sich um einen Bodennebel, so müssen wir wegen des spiegelnden Einflusses des Erdbodens sogar ein Verhältnis der Seiten- zur Höhenerstreckung wie 20 : 1 fordern, da, wie wir gleich sehen werden, uns nur die obere Hälfte des Ellipsoides zur Darstellung des Nebels zur Verfügung steht.

Weiterhin werfen wir die Frage auf, in welchem Maße der eingebrachte Störkörper das Außenfeld beeinflußt, also z. B. in welcher Entfernung sich eine heranziehende Nebelschicht in einer Feldregistrierung bemerkbar machen wird. Wir beschränken uns hierbei vorerst auf die Betrachtung der $x = 0$-Ebene, d. h. der Fläche, die unser Ellipsoid in zwei gleich große Halbschalen trennt. Da diese $x = 0$-Ebene außerdem eine Äquipotentialfläche ist, können wir sie durch eine leitende Ebene ersetzen und erhalten damit eine Nachbildung des Erdbodens. Unsere Nebelschicht wird dann durch die auf dem Erdboden aufliegende obere Ellipsoidhalbschale dargestellt. Wenn wir noch berücksichtigen, daß für diesen Fall nach Gl. (2a) $y = u$ wird, so vereinfacht sich Gl. (19) mit $\sqrt{u_0^2 - \varepsilon^2} = b$ zu

$$E_{f1} = F\left(1 - \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)\,p}{\lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)\,p} \cdot \frac{\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{y^2 - \varepsilon^2}} - \operatorname{arctg}\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{y^2 - \varepsilon^2}}}{\dfrac{\varepsilon}{b} - \operatorname{arctg}\dfrac{\varepsilon}{b}}\right) \qquad (26)$$

für $x = 0$.

Beschränken wir uns auf flache Ellipsoide mit einem Achsenverhältnis $b/a < 1/10$, so gelten die Näherungen $p = 1$ mit einem Fehler von

höchstens 15%, $\varepsilon = a\,(1 - 1/200) = a$ mit einem Fehler von etwa 0,5%, arctg ε/b = arctg $10 = 1{,}47 = \pi/2$ mit einem Fehler von 7%.

Es wird sich außerdem zeigen, daß sich die Störung des Außenfeldes nur in einer sehr schmalen Randzone bemerkbar macht. Wir führen deshalb statt der Entfernung y vom Ellipsoidmittelpunkt die Entfernung $z = y - a$ vom Rand des Ellipsoides ein. Wir beschränken uns dabei auf Entfernungen z, für die die Näherung gültig ist

$$y^2 - \varepsilon^2 = 2\,a\,z + b^2.$$

Dann erhalten wir aus Gl. (26) die Näherungsgleichung

$$\frac{E_{f1}}{F} = 1 + \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_2} \cdot \frac{\dfrac{1}{\sqrt{2\,z/a + b^2/a^2}} - \dfrac{\pi}{2}}{a/b - \pi/2}. \tag{27}$$

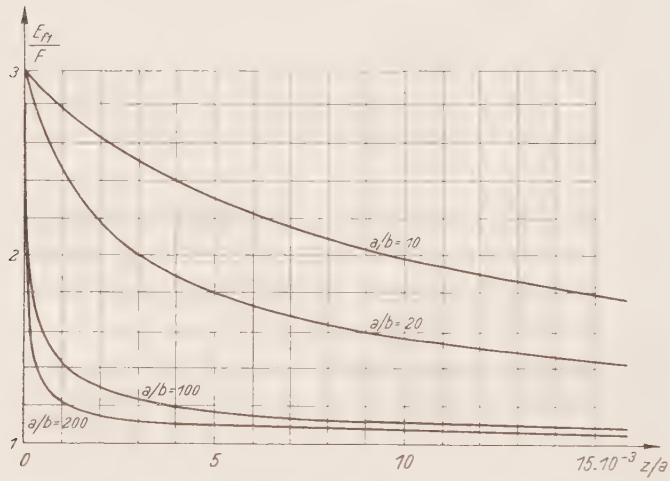

Abb. 2. Abklingen der Felderhöhung am Rande eines Rotationsellipsoides im homogenen Feld. Parameter $a/b = 10;\ 20;\ 100;\ 200$.

In Abb. 2 ist die auf F normierte Feldstärke E_{f1}/F in Abhängigkeit von der auf a normierten Entfernung z/a für die Achsenverhältnisse $a/b = 10;\ 20;\ 100;\ 200$ aufgetragen.

Für die Leitfähigkeit haben wir dabei das Verhältnis $\lambda_1/\lambda_2 = 3/1$ gewählt. Bei der Wahl eines anderen Leitfähigkeitsverhältnisses ändert sich lediglich der Ordinatenmaßstab. Wir sehen, daß mit größer werdendem Achsenverhältnis a/b die Feldüberhöhung durch den Störkörper immer schneller dem Wert des ungestörten Feldes zustrebt, wenn wir uns von dem Rand des Ellipsoides entfernen. Der Feldwert $E_{f1}/F = 1{,}02$, also ein Abklingen der Felderhöhung auf 10% des Maximalwertes, ist für die oben angegebenen a/b-Werte in einer Entfernung von $z = 0{,}125\,a$; $0{,}05\,a$; $0{,}004\,a$; $0{,}0012\,a$ erreicht. Eine Nebelschicht z. B. von 2,5 m Stärke und etwa 1 km Durchmesser würde erst bei einer Annäherung

auf 25 m eine Felderhöhung von 10% des Maximalwertes bewirken. Die seitliche Fernwirkung solch flacher Wolken-, Nebel- und Dunstschichten ist also äußerst gering. Das von einem heranziehenden Nebelschwaden gestörte Feld wird von einer Meßapparatur praktisch erst dann registriert, wenn der Nebelschwaden die Meßstelle erreicht hat.

Ein ebenfalls unter die Frage Fernwirkung fallendes Problem wäre die Einwirkung der über dem Festland liegenden Dunstschicht (Austauschschicht) auf die Feldregistrierung auf dem Ozean. In [*1*] wurde diese Frage mit Hilfe eines einfachen Ersatzschaltbildes dahingehend beantwortet, daß der Einfluß des mit dem Austauschgeschehen schwankenden Luftwiderstandes über dem Festland auf den weltzeitlichen Tagesgang des Potentialgefälles auf dem Meer höchstens 17% betragen wird. Auf Grund der hier durchgeführten Rechnung wird nun deutlich, daß der Hauptteil des Stromes, der durch den erhöhten Widerstand über dem Festland von diesem abgedrängt wird, in einer schmalen Randzone auf See einströmt, daß also die küstenfernen Gegenden der Weltmeere praktisch störungsfrei sein müssen. Einer quantitativen Berechnung dieser Rückwirkung mit den hier entwickelten Formeln stehen aber zwei Bedenken entgegen. Für die strömungstheoretische Berechnung war vorausgesetzt, daß die Leitfähigkeit λ_1 im Außenraum konstant ist und daß das ungestörte Feld F homogen und die Erdoberfläche eine unendlich ausgedehnte Ebene ist. Diese Voraussetzungen treffen für unsere Probleme nur dann zu, wenn die betrachteten Körper klein sind gegenüber dem Erdradius. Das ist aber beim Übergang auf ganze Kontinente nicht mehr der Fall. Der abgedrängte Strom, dem in unserem theoretischen Fall eine unendlich große Ebene zur Ausbreitung zur Verfügung steht, ist in Wirklichkeit auf die Erdkugel, d. h. auf eine endliche Fläche beschränkt. Ebenfalls trifft die Voraussetzung der konstanten Leitfähigkeit im Außenraum nicht zu, da die Rückwirkung der Austauschschicht auf den Stromlinienverlauf sich in Höhen erstreckt, in denen die Leitfähigkeit der Luft schon um ein Beträchtliches zugenommen hat.

Trotz der Bedenken, die bei der Randwirkung der Dunstschicht über dem Festland gegen die quantitative Auswertung der Gl. (27) bestehen, wollen wir noch einen interessanten Gedankengang in dieser Richtung hin verfolgen. Vernachlässigen wir in Gl. (27) im Zähler und Nenner des Bruches das $\pi/2$ — was bei genügend großem a/b erlaubt ist —, so erhalten wir

$$\frac{E_{f1}}{F} = 1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} - 1\right) \cdot \frac{b}{\sqrt{2\,z/a + b^2/a^2}}. \tag{28}$$

Wir sehen, daß die Störung, also der zweite Term auf der rechten Seite von Gl. (28), abhängig ist von der Höhe der Austauschschicht b und dem Verhältnis der Leitfähigkeiten λ_1/λ_2. Wir haben also in Küstennähe die günstige Möglichkeit, diese beiden für den luftelektrischen Tagesgang so wichtigen Größen registrierend zu verfolgen. Wenn wir diese Registrierung statt an der Küste eines vom Weltmeer eingeschlossenen Festlandes in der Mitte eines Binnensees ausführen, der vom Festland eingeschlossen wird, so dürfen wir eine erhebliche Steigerung dieser Rück-

wirkung erwarten, da sich ja der vom Festland abgedrängte Strom auf der kleinen Seefläche konzentriert. Die Tagesgänge einer Feldregistrierung auf Land und auf einem Binnensee müßten also direkt invers zueinander verlaufen.

III. Wolken beliebiger Seiten- und Höhenerstreckung.

Wir lassen jetzt die Einschränkung fallen, daß die Störkörper eine große seitliche Ausdehnung in bezug auf ihre Dicke haben sollen. Wir erfassen dann neben den Schichtwolken auch mittelhohe und hohe Kumuli bis zum Extremfall der senkrecht aufsteigenden Rauchsäule. Unsere erste Betrachtung gilt dem Verhältnis der Innen- zu der ungestörten Außenfeldstärke bzw. der Innen- und der Außenstromdichte in Abhängigkeit von dem Formfaktor und dem Verhältnis der Leitfähigkeiten. Wir normieren hierzu ähnlich wie bei Gl. (28) das überhöhte Innenfeld auf das ungestörte Außenfeld und erhalten aus Gl. (22) bis (24)

$$\frac{E_{f2}}{F} = \frac{1}{p\,\frac{\lambda_2}{\lambda_1} + 1 - p}, \tag{29}$$

$$\frac{E_{g2}}{F} = \frac{1}{q\,\frac{\lambda_2}{\lambda_1} + 1 - q}, \tag{30}$$

$$\frac{E_{k2}}{F} = \frac{1}{\frac{1}{3}\,\frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \frac{2}{3}}. \tag{31}$$

Durch Multiplikation mit λ_2/λ_1 gewinnen wir die entsprechenden Gleichungen für i_2/i_1.

$$\frac{i_{f2}}{i_1} = \frac{1}{(1-p)\,\frac{\lambda_1}{\lambda_2} + p}, \tag{32}$$

$$\frac{i_{g2}}{i_1} = \frac{1}{(1-q)\,\frac{\lambda_1}{\lambda_2} + q}, \tag{33}$$

$$\frac{i_{k2}}{i_1} = \frac{1}{\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\,\frac{\lambda_1}{\lambda_2}}. \tag{34}$$

In Abb. 3 sind die normierten Feld- und Stromwerte in Abhängigkeit von λ_2/λ_1 dargestellt, und zwar für die Schicht, das flache Rotationsellipsoid mit $a/b = 3/1$, die Kugel, das gestreckte Rotationsellipsoid mit $a/b = 3/1$ und den Zylinder. Da wir λ_1 immer größer als λ_2 angenommen haben, ist natürlich die Feldstärke im Inneren des Körpers immer größer oder höchstens gleich der Feldstärke im Außenraum, $1 \leqq E_2/F$. Dagegen ist die Stromdichte in der Wolke immer kleiner oder höchstens gleich der Außenstromdichte $i_2/i_1 \leqq 1$. Das Gleichheitszeichen bei i_2/i_1 gilt, wie wir oben bereits gesehen haben, für die unendlich ausgedehnte Schicht. Es ist aber interessant, daß es bei der Feldstärke einen analogen Fall

gibt, nämlich den unendlich langen Zylinder. Hier ist die Feldstärke im Innen- und Außenraum gleich und unabhängig davon, wie niedrig die Leitfähigkeit im Innenraum des Zylinders angenommen wird. Der Strom dagegen wird mit kleiner werdender Leitfähigkeit in demselben Maße geringer, so daß die Beziehung $i_2/\lambda_2 = E_2$ erfüllt bleibt.

Werfen wir einen kurzen Seitenblick auf die Anschauungen der Elektrotechnik mit der Absicht, einen Parallelfall zu finden, so zeigt sich uns dieser überraschend einfach in dem Bild zweier hintereinander oder parallel geschalteter Widerstände. Durch zwei hintereinander geschaltete Widerstände eines Stromkreises fließt derselbe Strom, während der Spannungsabfall über ihnen dem Widerstandswert proportional ist. An parallel geschalteten Widerständen aber herrscht derselbe Spannungsabfall, während die Stromwerte sich umgekehrt wie die Widerstände verhalten. Die Zwischenfälle, nämlich die Kugel und das Ellipsoid im Strömungsfeld, lassen sich durch so einfache Ersatzschaltbilder aus zwei Widerständen allein nicht mehr wiedergeben. Hier müßte dem Abdrängen der Stromlinien in die Gebiete größerer Leitfähigkeit durch Querwiderstände im Ersatzschaltbild Rechnung getragen werden. Trotzdem es möglich ist, auch diese Fälle auf brückenähnliche Ersatzschaltbilder zurückzuführen, wollen wir uns vorerst nicht weiter damit beschäftigen. Wir haben nämlich schon in Abschnitt II gesehen, daß im Fall der Strömungstheorie die Stromdichteverteilung eine ganz wesentliche Rolle spielt. Diese kann aber durch ein technisches Ersatzschaltbild nicht mehr einfach wiedergegeben werden.

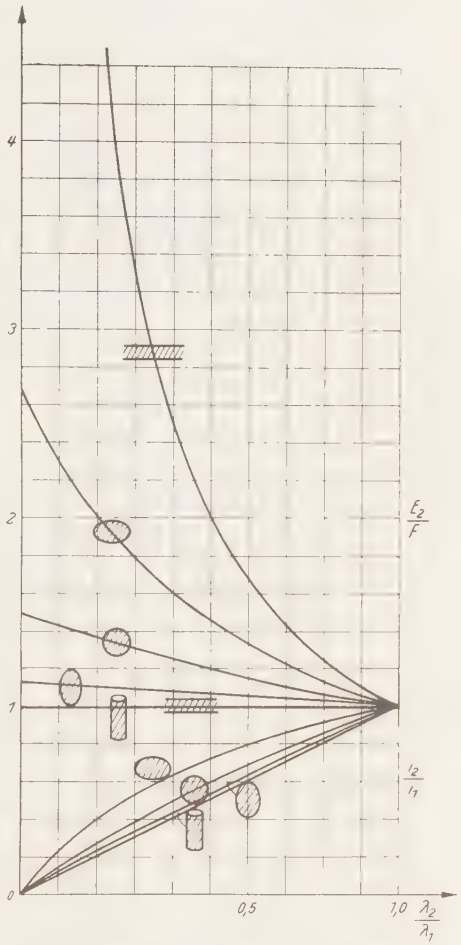

Abb. 3. Verhältnis von Außen- und Innen-Feldstärke und -Stromdichte in Abhängigkeit vom Verhältnis der Außen- und Innenleitfähigkeit für das Ellipsoid und die Kugel im homogenen Strömungsfeld.

Kehren wir zurück zu den Zwischenformen, also zu der Kugel und dem Ellipsoid in Abb. 3. Hier ist es bemerkenswert, wie rasch die Felderhöhung im Innenraum des Körpers zurückgeht, wenn wir von der unendlich ausgedehnten Schicht zu Körpern mit vergleichbarer Längen-

und Höhenerstreckung übergehen. Für die Kugel kann die maximale Felderhöhung bei Innenleitfähigkeit $\lambda_2 \to 0$ nur noch 50% des Außenfeldes betragen, während für das gestreckte Rotationsellipsoid mit dem Achsenverhältnis $a/b = 3/1$, also für einen hohen Kumulus, im besten Fall eine Felderhöhung um 12% zustande kommt, während für das durchschnittlich vorhandene Leitfähigkeitsverhältnis $\lambda_2/\lambda_1 = 1/3$ nur noch eine Felderhöhung von 8% übrig bleibt. Ohne Einblick in die Bedeutung des Formfaktors wäre es weniger gut zu verstehen, warum im Gegensatz zu Stratuswolken in hohen niederschlagsfreien Kumuli so verhältnismäßig geringe Feldstärken gemessen werden, trotzdem wir für beide Wolkenarten dieselben Leitfähigkeitswerte annehmen müssen. Es ist deshalb von großer Wichtigkeit bei Feldmessungen in Wolken, das Verhältnis von Höhen- und Längenerstreckung mitanzugeben. Wir können schon aus Gl. (29) ganz allgemein ersehen, daß die Feldregistrierung, d. h. die Kenntnis von E_{f2} und F allein nicht einmal genügt, um das Leitfähigkeitsverhältnis zu bestimmen. Ist es nun aus irgendeinem Grund nicht möglich, die geometrischen Abmessungen der Wolke zu bestimmen, so müssen wir die Registrierung eines zweiten luftelektrischen Elementes, z. B. die des Stromes, zu Hilfe nehmen. Wir können dann natürlich die Leitfähigkeiten sofort aus der Beziehung $\lambda_1 = i_1/F$ und $\lambda_2 = i_2/E_{f2}$ bestimmen, haben damit aber auch die Möglichkeit, den Formfaktor nur aus den elektrischen Messungen zu berechnen. Mit der Kenntnis der geometrischen Abmessungen der Wolke durch eine Augenbeobachtung oder Messung könnten wir die erhaltenen Werte gegenseitig kontrollieren und die hier abgeleitete Theorie auf ihre Brauchbarkeit prüfen*.

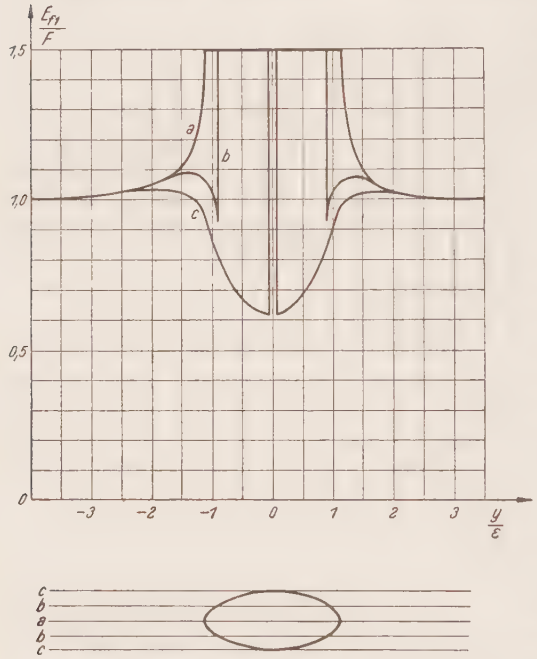

Abb. 4. Luftelektrisches Feld beim Flug durch einen flachen Kumulus (Rotationsellipsoid) in den Horizontalschnitten *a*, *b*, *c*.

* Einen ersten Beitrag hierzu enthält die nachfolgende Arbeit von H. Israël und H. W. Kasemir [4].

Diese praktische Erprobung der Leistungsfähigkeit bzw. der Genauigkeitsgrenzen unserer theoretischen Formeln wird außerdem gefordert durch die Abweichung der theoretischen Annahmen von den wirklichen Verhältnissen. Denn zu dem Unterschied in der geometrischen Form zwischen einem Rotationsellipsoid und einer Wolke kommt noch die stetige Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe oder die Einlagerung von Dunstschichten in den Luftraum, die eine sprunghafte Veränderung der Leitfähigkeit des Außenraums bewirken [3]. Wir wollen jedoch hier darauf verzichten, die Theorie nach diesen beiden Richtungen hin auszubauen, bevor nicht durch experimentelle Untersuchungen die Leistungsfähigkeit dieser vereinfachten Theorie abgegrenzt ist.

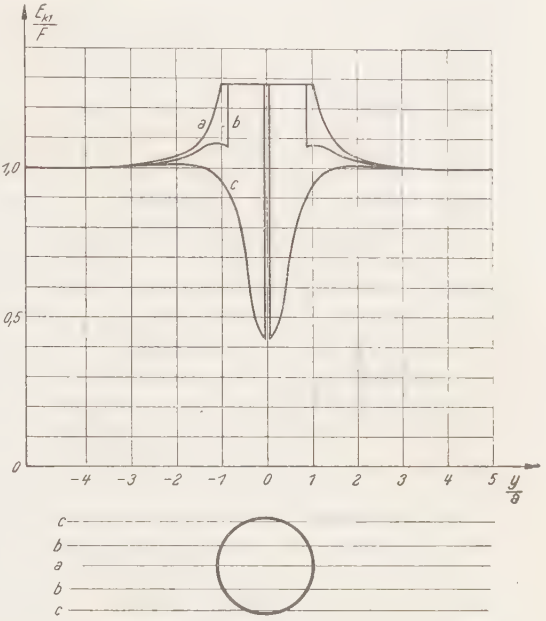

Abb. 5. Luftelektrisches Feld beim Flug durch einen mittelhohen Kumulus (Kugel) in den Horizontalschnitten *a*, *b*, *c*.

Zum Schluß wollen wir uns noch der Frage zuwenden, wie denn überhaupt eine Feldregistrierung bei Wolkenflügen aussieht. Denken wir uns ein Flugzeug, ausgerüstet mit einer Feldregistrierapparatur [5], eine Wolke in verschiedenen Horizontalschnitten durchfliegen, so geben uns Abb. 4, 5 und 6 die theoretische Feldregistrierkurve wieder, und zwar für einen flachen, einen mittelhohen und einen hohen Kumulus. Jeweils unter den Feldkurven ist der entsprechende Störkörper mit den Flugwegen eingezeichnet. Die Feldkurven haben bei allen

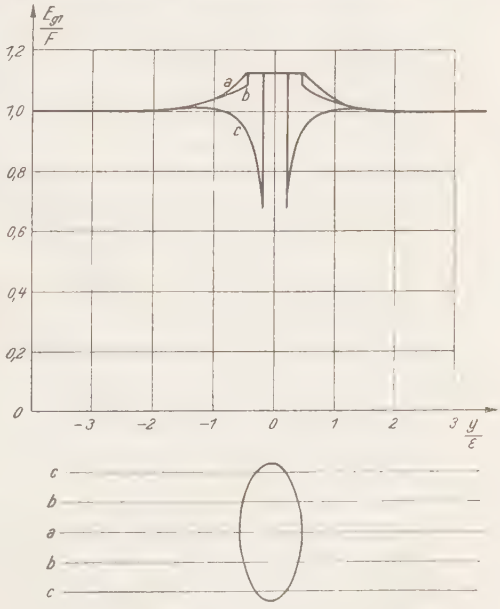

Abb. 6. Luftelektrisches Feld beim Flug durch einen hohen Kumulus (gestrecktes Rotationsellipsoid) in den Horizontalschnitten *a*, *b*, *c*.

drei Fällen dieselben charakteristischen Züge. Sind wir von der Oberfläche der Wolke eine größere Strecke entfernt, als etwa ihrem Durchmesser entspricht, so ist von einer Störung des Außenfeldes durch die Wolke nichts zu bemerken. Erst mit größerer Annäherung an die Wolke nimmt die Feldstärke mehr und mehr zu. Führt der Flugweg durch das Zentrum der Wolke, so erfolgt diese Zunahme stetig bis zum Wolkenrand. Der maximale Randwert wird im Innern der Wolke konstant beibehalten und geht bei ihrem Verlassen in derselben Weise wie beim Anflug wieder in das ungestörte Feld über. Durchfliegen wir aber die Wolke in einem Schnitt, der oberhalb oder unterhalb des Wolkenmittelpunktes liegt, so zeigt das gestörte Außenfeld eine eigenartige Variation. Kurz bevor wir den Wolkenrand erreichen, sinkt die Feldstärke wieder. Der vorangehenden Felderhöhung folgt eine Feldschwächung. Diese geht in der Nähe des Wolkenkopfes und der Wolkenbasis sogar so weit, daß das resultierende Feld noch kleiner wird als das ungestörte Außenfeld. Erst beim Eintauchen in die Wolke springt die Feldstärke plötzlich auf ihren konstanten hohen Innenwert. Dies ist eine Erscheinung, die durch unsere einseitige Auswahl der x-Komponente des Feldes hervorgerufen wird. Der Absolutbetrag der Feldstärke steigt bei Annäherung an die Wolke in jedem Horizontalschnitt stetig an. Die x-Komponente tut dies jedoch nur auf dem Höhenschnitt, der durch den Wolkenmittelpunkt führt, da sie hier mit dem Absolutbetrag der Feldstärke identisch ist. Bei tiefer oder höher gelegenen Schnittlinien aber steuert am Wolkenrand die y-Komponente einen wesentlichen Teil zum Absolutbetrag der Feldstärke bei, was sich bei der x-Komponente als Verlangsamung des Anstieges oder sogar als Schwächung auswirkt.

Wenn wir auch wegen der unscharfen Wolkengrenze bzw. wegen der eventuell vorhandenen Trägheit der Meßapparatur einen so abrupten Feldstärkensprung beim Eintauchen in die Wolke nicht erwarten dürfen, wie er bei unseren theoretischen Kurven auftritt, so müßte trotzdem bei Flügen durch den Kopf des Kumulus ein mehr oder weniger abgeschliffener Feldsprung zu bemerken sein.

Literaturverzeichnis.

1. Kasemir, H. W.: Studien über das atmosphärische Potentialgefälle IV: Zur Strömungstheorie des luftelektrischen Feldes I. Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A, **3**, 84—97 (1950).
2. Ollendorff, F.: Potentialfelder der Elektrotechnik. Berlin: Springer-Verlag. 1932.
3. Pluvinage, P.: Étude théorique et expérimentale de la conductibilité électrique dans les nuages non orageux. Ann. de Géophys. **2**, 31—54, 160—178 (1946).
4. Israël, H. und H. W. Kasemir: Studien über das atmosphärische Potentialgefälle VI: Beispiele für das Verhalten luftelektrischer Elemente bei Nebel. Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A, **5**, 71—85 (1952).
5. Kasemir, H. W.: Die Feldkomponentenmühle. Ein Gerät zur Messung der drei Komponenten des luftelektrischen Feldes und der Flugzeugeigenladung bei Flugzeugaufstiegen. Tellus, **3**, 240—247 (1951).

551.594.2: 551.575

(Luftelektrische Forschungsstelle des Observatoriums Friedrichshafen in Buchau a. F., Landeswetterdienst Württemberg-Hohenzollern.)

Studien über das atmosphärische Potentialgefälle VI: Beispiele für das Verhalten luftelektrischer Elemente bei Nebel.

Von

H. Israël und **H. W. Kasemir.**

Mit 8 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Die luftelektrische Arbeit gliedert sich heute in zwei Hauptarbeitsrichtungen, von denen sich die eine mit den weltweiten, die andere mit den örtlich-meteorologischen Einflüssen auf die Gestaltung der luftelektrischen Verhältnisse beschäftigt. Die vorliegende Arbeit behandelt als ein Problem aus der zuletzt genannten Arbeitsrichtung den Einfluß von Nebel auf die luftelektrischen Elemente. Aus einer größeren Anzahl von Registrierungen des luftelektrischen Feldes und des Vertikalstromes bei Nebel an zwei Flachlandstationen (Buchau, Uppsala) und zwei Hochgebirgsstationen (Jungfraujoch, Sonnblick) lassen sich Gesetzmäßigkeiten ermitteln, wobei im Verhalten der luftelektrischen Elemente bei Nebel mehrere charakteristische Reaktionstypen zu unterscheiden sind. Die verschiedenen Typen werden im einzelnen besprochen und ihr Zustandekommen — soweit möglich auch theoretisch — erklärt. Besonderes Interesse verdient das theoretisch erwartete und experimentell bestätigte Verhalten der luftelektrischen Elemente Feld und Strom in ausgedehnten flachen Nebelschichten der Ebene und im Cumulus-Inneren der von Wolken eingehüllten Berggipfel: Während in der Ebene vor allem das luftelektrische Feld reagiert (ansteigt) und der Vertikalstrom praktisch unverändert bleibt, ist im Cumulus-Inneren das Feld praktisch unverändert und der Strom stark verkleinert. Bei beiden Möglichkeiten ergibt sich übereinstimmend, daß die Leitfähigkeit im Nebelinneren auf etwa $^1/_3$ ihres in nebelfreier Luft geltenden Wertes sinkt.

Résumé. Les recherches d'électricité atmosphérique se poursuivent aujourd'hui dans deux domaines principaux, celui des phénomènes à l'échelle planétaire et celui des effets des conditions météorologiques locales. Le présent article traite un problème de la deuxiéme catégorie, soit l'influence du brouillard sur l'électricité atmosphérique. Se fondant sur l'examen d'un grand nombre d'enregistrements du champ et du courant vertical par brouil-

lard en deux stations de plaine (Buchau et Uppsala) et deux stations de haute montagne (Jungfraujoch et Sonnblick), on peut établir des relations de la nature que voici. On peut distinguer plusieurs types caractéristiques de réaction par brouillard; on expose ceux-ci en détail et on explique leur origine, si possible théoriquement aussi. Le comportement du champ et du courant dans de vastes couches plates de brouillard en plaine et à l'intérieur des cumulus recouvrant des sommets montagneux, tel que la théorie le prévoit et que l'expérience le vérifie, est particulièrement intéressant: tandis qu'en plaine le champ surtout réagit (croît) et que le courant vertical reste pratiquement inchangé, à l'intérieur des cumulus le champ est pratiquement constant et le courant est fortement réduit. Dans les deux cas il s'avère que la conductibilité dans le brouillard tombe à environ un tiers de sa valeur dans l'air sans brouillard.

Summary. The work on atmospheric electricity to-day can be divided in two main areas of activities, one occupied with world-wide, the other with local meteorological influences on the formation of atmospheric electrical conditions. In this paper the influence of fog on atmospheric electrical elements is treated as a problem pertaining to the latter of the above mentioned activities. From a large number of records of the potential gradient and the air-earth-current at times of fog at two low country stations (Buchau and Uppsala) and two high mountain stations (Jungfraujoch and Sonnblick) relations can be found where several charateristical types of reaction are to distinguish. The different types are discussed here in detail and an attempt is made to explain their origin, as far as possible also theoretically. Special attention is given to the theoretically expected and experimentally confirmed behaviour of the potential gradient and the air-earth-current in vast flat fog layers in the plain and in the cumulus-interior of cloud-covered mountain-tops. While in the low country it is predominantly the potential gradient which reacts (increases), since the air-earth-current remains practically unchanged, inside the cumulus the potential gradient remains practically unchanged and the current decreases remarkably.

Both possibilities demonstrate that the conductivity inside the fog drops to one third of its value in an atmosphere free from fog.

I. Einleitung.

Der atmosphärisch-elektrische Zustand ist mit seinen Veränderungen bekanntlich als das Ergebnis des Zusammenwirkens zweier Einflußsphären anzusehen: Die eine, in ihrem Wirken weltweit reichende Wirkungssphäre ist für die Existenz und das Verhalten dieses Zustandes im großen verantwortlich; die andere, von örtlichen meteorologischen Einflüssen gesteuerte Wirkungssphäre gestaltet die Einzelerscheinungen im atmosphärisch-elektrischen Zustand.

Die luftelektrische Untersuchungsarbeit gliedert sich demgemäß in zwei Hauptrichtungen, die die Auffindung und kausale Deutung der von der einen bzw. der anderen Einflußsphäre herrührenden Wirkungen anstreben. Da die weltweiten Zusammenhänge in großen Zügen als geklärt gelten können, steht das Problem der Zusammenhänge zwischen meteorologischem und elektrischem Geschehen heute im Vordergrund. Wir werden deshalb im folgenden aus diesem Komplex der meteorologisch-

elektrischen Zusammenhänge eine wichtige Teilfrage herausgreifen, der bisher verhältnismäßig wenig Aufmerksamkeit geschenkt worden ist, und den Einfluß des *Nebels* auf die luftelektrischen Elemente betrachten.

Mit diesem Problem verbindet sich gleichzeitig ein praktisches Interesse: Man hat nämlich mehrfach versucht, für die Nebelvorhersage — eine trotz der flugtechnischen Fortschritte des Blindstarts und der Blindlandung auch heute noch wichtige praktische Aufgabe — auch luftelektrische Messungen und Erfahrungen heranzuziehen. Solche Versuche haben natürlich eine systematische Untersuchung und genügend genaue Kenntnis der Beeinflussung luftelektrischer Gegebenheiten durch Nebel zur Voraussetzung.

Nebel und Dunst wirken sich bekanntlich in erheblichem Maße auf die elektrischen Verhältnisse eines Ortes aus, indem sie die Leitfähigkeit der Luft verringern. Man sollte demgemäß erwarten, daß bei Nebel und Dunst das Potentialgefälle erhöht oder der Vertikalstrom verkleinert wird oder daß beides gleichzeitig geschieht. Es werden aber außer diesen „regelmäßigen" Reaktionen gelegentlich auch andere und z. T. widerspruchsvolle Wirkungen beobachtet: So stellen z. B. J. A. Chalmers und E. W. R. Little [*1*] im Nebeldunst („*mist*") Umkehr der Feld- und Stromrichtung bei praktisch unveränderter Leitfähigkeit fest; F. J. Scrase [*2*] findet bei dichtem Nebel („*fog*") öfters hohe Stromwerte umgekehrter Richtung bei gleichzeitig hohem Potentialgefälle normaler Richtung.

Diese und ähnliche Beobachtungen zeigen, daß beim Dunst- und Nebeleinfluß offenbar mehrere Wirkungen möglich sind, die auf Grund der Leitfähigkeitsverminderung allein nicht zu verstehen sind, und daß je nach dem Überwiegen der einen oder anderen Wirkung verschiedene Effekte zustande kommen. Wir sind deshalb dieser Frage bei unseren bisherigen Synchronregistrierungen [*3*] von luftelektrischem Feld und Vertikalstrom in Buchau und Uppsala* sowie auf den Bergstationen Jungfraujoch und Sonnblick nachgegangen und haben eine größere Zahl von Nebelfällen auf ihre luftelektrische Wirksamkeit hin bearbeitet. Über die Ergebnisse soll im folgenden berichtet werden.

II. Die Typen des Nebeleinflusses auf die luftelektrischen Elemente.

a) Allgemeines.

Aus den Registrierungen konnten insgesamt 31 Nebelfälle ermittelt werden, die durch gleichzeitige meteorologische Beobachtungen genügend gesichert waren. Sie sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

* Die Registrierungen in Uppsala wurden mit einer gleichartigen Apparatur [*3*] am Institutet för Högspänningsforskning ausgeführt. Die Bearbeitung derselben ist noch im Gange; die Ergebnisse werden später mitgeteilt. Die in Tabelle 1 benutzten Werte von Uppsala sind dem Material mit freundlicher Genehmigung von Herrn Prof. Dr. H. Norinder entnommen, wofür auch an dieser Stelle unser Dank zum Ausdruck gebracht werden soll.

Bei der Zusammenstellung zeigte sich, daß man im Verhalten der luftelektrischen Elemente bei Nebel bestimmte Typen unterscheiden muß; es kommen grundsätzlich folgende Fälle vor:

I. Luftelektrisches Feld und Vertikalstrom haben gleiche Richtung*.

II. Luftelektrisches Feld und Vertikalstrom haben verschiedene Richtung.

Beim ersten Typ haben wir weiter folgende Einzelfälle zu unterscheiden:

I, 1. Feld und Strom wechseln gleichzeitig mehrfach ihr Vorzeichen.

I, 2. Feld und Strom behalten ihre Normalrichtung bei; das Feld ist erhöht, der Strom unverändert.

I, 3. Richtung wie I, 2; das Feld ist erhöht, der Strom erniedrigt.

I, 4. Richtung wie I, 2; Feld und Strom sind unverändert.

Der Typ II, der an die oben erwähnten Beobachtungen von J. A. Chalmers und E. W. R. Little [*1*] und von F. J. Scrase [*2*] erinnert, ist relativ selten und wird deshalb vorläufig nicht weiter unterteilt. Beispiele für die verschiedenen Typen sind in den Abb. 3 (Typ I, 1), 1 (Typ I, 2), 7/8 (Typ I, 3), 2 (Typ I, 4) und 5/6 (Typ II) wiedergegeben.

b) Nebel und Wolke.

Tabelle 1 läßt erkennen, daß die einzelnen Typen mit verschiedener Häufigkeit auftreten und daß außerdem ihre Häufigkeit von der orographischen Lage des Meßortes abzuhängen scheint. So fällt sofort ins Auge, daß offenbar im Flachland (Buchau, Uppsala) der Typ I, 2 vorherrscht, während im Hochgebirge (Jungfraujoch, Sonnblick) der Typ I, 3 am häufigsten ist. Dies gibt einen Ansatzpunkt zur Deutung:

In der vorhergehenden Arbeit des einen von uns [*4*] wird ausgeführt, daß in flachen Nebelschichten die Stromdichte innerhalb und außerhalb des Nebelgebietes konstant sein muß, während die Feldstärken des nebelerfüllten und des nebelfreien Raumes sich umgekehrt wie die Leitfähigkeiten verhalten. Geht man jedoch von weit ausgedehnten Nebelschichten zu solchen über, bei denen Seiten- und Höhenausdehnung vergleichbar sind (z. B. Cumuluswolken), so wird die Felderhöhung im Wolkenraum geringer, während gleichzeitig eine Stromerniedrigung einsetzt. Dieser Effekt geht soweit, daß bei Körpern, deren Höhe ein Mehr-

* Die Angaben über die „Richtung" von luftelektrischem Feld und Vertikalstrom sind gemäß der in der Luftelektrizität üblichen Bezeichnungsweise so zu verstehen, daß im Normalfall die Potentialdifferenz zwischen einem Punkt in der Luft und der Erdoberfläche positiv ist und daß in diesem Falle der Vertikalstrom der Erdoberfläche positive Ladung zuführt. In diesem Falle werden Feld und Strom als „positiv" und „gleichsinnig" bezeichnet. Der Fall, daß Feld und Strom „verschiedene Richtung haben", deutet darauf hin, daß zu dem Ladungstransport durch elektrisch geladene Träger unter Feldwirkung noch ein weiterer — mechanisch-konvektiv bedingter — Ladungstransport hinzukommen muß.

Tabelle 1. *Das Verhalten von luftelektrischem Feld und Vertikalstrom bei Nebel in 31 Einzelfällen.*

Bedeutung der einzelnen Spalten:

Spalte 1: Fortlaufende Nummer.

Spalte 2: Ort und Datum. Es bedeuten: B. = Buchau; U. = Uppsala; J. = Jungfraujoch; S. = Sonnblick.

Spalte 3—7: Verhalten von Feld und Vertikalstrom gemäß der im Text gegebenen Gruppierung.

Spalte 8: Meteorologische Angaben.

Spalte 9: Verhältnis der Leitfähigkeit Λ_1 vor bzw. nach dem Nebel zu der während des Nebels Λ_2.

Nr.	Ort, Datum	I,1	I,2	I,3	I,4	II	Bemerkung	Λ_1/Λ_2	
1	B. 19. VIII. 1951		×				$=^{2}\ \frown^{2}$	3,6	s. Abb. 1
2	B. 9. IX. 1951		×				$=^{0}\ \infty^{2}$	2,9	s. Abb. 2c
3	B. 11. IX. 1951		×				$\equiv^{2}$	2,8	
4	B. 12. IX. 1951		×				$=^{2}$	2,5	
5	B. 25. IX. 1951		×				$\equiv^{2}$	3,4	
6	B. 28. IX. 1951				×		$\equiv^{2}$		
7	B. 5. X. 1951					×	$\equiv^{2}$		s. Abb. 5c
8	B. 8. X. 1951				×		$=^{1}$		
9	B. 13. X. 1951		×				$=^{2}$	2,6	
10	B. 19. X. 1951	×					$=^{2}$		s. Abb. 3
11	B. 21. X. 1951					×	$=^{0}\ \frown^{1}$		s. Abb. 5b
12	B. 22. X. 1951		×				$=^{2}$	2,8	
13	B. 24. X. 1951					×	$\equiv^{0}\ \infty^{2}$		s. Abb. 5a
14	B. 28. X. 1951				×		$\equiv^{2}\ {}^{10}/_{10}$ Ns		s. Abb. 2a
15	B. 30. X. 1951				×		$=^{2}$		
16	B. 31. X. 1951		×				$=^{2}$	2,5	
17	U. 27. VIII. 1950					×	$\equiv$		s. Abb. 6
18	U. 14. I. 1951		×				$=^{2}$	3,1	
19	J. 30. V. 1950			×			$\equiv$		
20	J. 13. VI. 1950			×			$=$		
21	J. 26. VI. 1950			×			$\equiv$		
22	J. 6. VII. 1950			×			$\equiv$		
23	J. 26. VII. 1950			×			$\equiv$		
24	J. 9. X. 1950			×			$\equiv^{*}\ {}^{10}/_{16}$ St		
25	J. 17. X. 1950			×			$\equiv$		
26	J. 24. X. 1950			×			$\equiv$	3,63	s. Abb. 7
27	J. 29. X. 1950		×				$\equiv$ St		
28	J. 12. III. 1951			×			$\equiv^{*}$		
29	S. 16. X. 1950			×			$\equiv$	3,53	s. Abb. 8
30	S. 17. X. 1950			×			$\equiv$		
31	S. 25. X. 1950			×			$\equiv$		

faches ihrer seitlichen Ausdehnung beträgt, die Feldstärke im Innen und Außenraum der Wolke nahezu dieselbe bleibt, während die Strom dichten sich wie die Leitfähigkeiten verhalten. Es zeigt sich hier also genau das Entgegengesetzte wie bei der ausgedehnten Nebelschicht. Physikalisch ist diese Tatsache leicht einzusehen: Einer weit ausgedehnten Nebelschicht kann der Strom nicht so leicht ausweichen wie einer Cu-förmigen; denn der Widerstand des langen seitlichen Umweges ist größer als der direkte kurze Weg durch die Nebelschicht mit der geringen Leitfähigkeit.

Nun sind Nebeleinhüllung der Station im Flachland und im Hochgebirge ihrer Art nach durchaus verschieden: Im Flachland wird es sich bei Nebel in der Regel um horizontal weit ausgedehnte Schichten geringer vertikaler Mächtigkeit handeln, während im Gebirge die Einhüllung in der Regel durch Cumuluswolken erfolgt, deren seitliche Ausdehnung mit ihrer Vertikalerstreckung vergleichbar bzw. kleiner als diese ist. Im ersten Fall ist also mit fast derselben Stromdichte im Nebelraum und im nebelfreien Raum zu rechnen, während im zweiten Fall ein Hauptteil des Stromes um die Cumuluswolke herumfließt, wodurch naturgemäß die Stromdichte in der Wolke erniedrigt wird. Die Feldstärke ist dabei der sekundäre Partner und stellt sich nach dem Ohmschen Gesetz $E = \frac{i}{\Lambda}$ ein.

Diese Auffassung wird, wie Tabelle 1 zeigt, durch den experimentellen Befund vollkommen bestätigt. Bei den Hochgebirgsmessungen fällt nur der Fall Nr. 27 heraus, der den Typ I, 2 zeigt. Indes bestätigt dies nur die oben gegebene Erklärung; denn bei dieser Registrierung und nur bei dieser handelt es sich nach der meteorologischen Beobachtung um eine ausgedehnte Stratusdecke, die sich anfangs im Süden und Norden unter Gipfelhöhe erstreckte, sich dann im Laufe der Zeit hob, bis sich ihr südlicher und ihr nördlicher Teil schließlich über dem Jungfraujoch zusammenschlossen, wobei die Meßstation eingehüllt wurde. Bei allen anderen Bergregistrierungen handelt es sich um mehr oder weniger hohe Cumuluswolken, die die Meßstation einhüllten.

c) Einzelfälle.

Um zu quantitativen Beziehungen zu kommen, betrachten wir einige typische Einzelfälle und beginnen mit dem im Flachland bevorzugt auftretenden

Typ I, 2.

Abb. 1 gibt ein typisches Beispiel eines solchen Falles wieder. Eine Schwierigkeit besteht für die Auswertung darin, daß der Gang des vom Nebel nicht beeinflußten Feldes nicht genügend sicher bekannt ist. Man kann ihn entsprechend unserer oben dargestellten Erfahrung, daß bei ausgedehnten flachen Nebelschichten der Vertikalstrom nicht merklich beeinflußt wird, mit einiger Sicherheit in einer dem Vertikalstrom entsprechenden und parallel verlaufenden Kurve zu dem in Abb. 1 unten gestrichelt eingetragenen Verlauf annehmen.

Um nun die Leitfähigkeitsveränderung durch den Nebel zu bestimmen, werden an zehn gleichmäßig über die Nebeldauer verteilten Zeitpunkten — im unteren Teilbild durch senkrechte Striche markiert — die Verhältnisse der „nebelgestörten" und der „nebelungestörten" Feldwerte gebildet. Diese geben dann das Verhältnis der Leitfähigkeit außerhalb des Nebels zu der im Nebel. Die zehn Leitfähigkeitsverhältnisse Λ_1/Λ_2 werden gemittelt und als Charakteristikum für den betreffenden Nebelfall angesehen. In der letzten Spalte von Tabelle 1 sind die so gewonnenen Mittelwerte

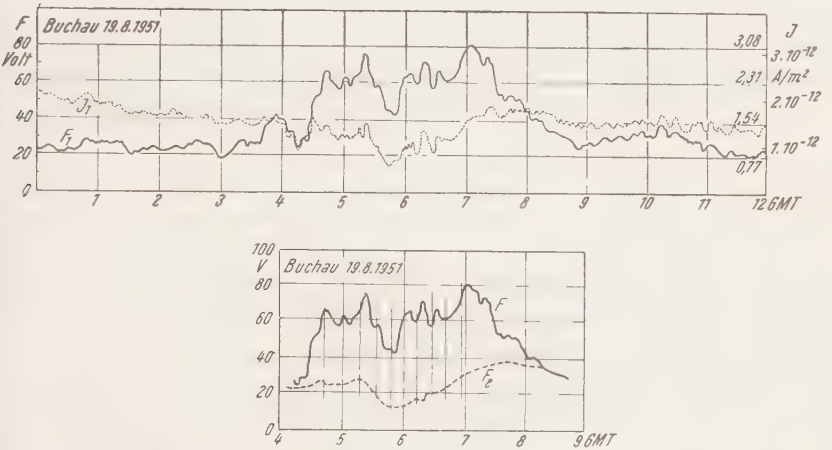

Abb. 1. Oben: Registrierung des luftelektrischen Feldes (ausgezogene Kurve) und des Vertikalstromes (punktierte Kurve) in Buchau a. F. am 19. August 1951 von 0 bis 12 Uhr GMT. Die Ordinatenbezifferung gibt das Potential des Kollektors gegen Erde in Volt (links), also einen Relativwert des luftelektrischen Feldes, und den Vertikalstrom in Amp/m² (rechts); die Zahlen rechts innerhalb der Abb. geben die den einzelnen Horizontalstrichen zugehörigen Stromwerte an. Unten: Darstellung des Nebeleinflusses auf das luftelektrische Feld: Ausgezogene Kurve (F) = Feldverlauf während des Nebels; gestrichelte Kurve (Fe) = Feldverlauf, wie er ohne Nebel gewesen wäre (über die Ermittlung siehe Text).

für alle I, 2-Fälle der Flachlandstationen eingetragen. Der höchste Einzelwert beträgt 5,2 (Registrierung vom 19. August 1951), der niedrigste 1.86 (Registrierung vom 31. Oktober 1951). Als Gesamtmittel für alle ausgewerteten Registrierungen des Typs I, 2 ergibt sich der Wert 2,9. Im Mittel ist $\Lambda_1/\Lambda_2 = 3$, d. h. im Bodennebel ist die Leitfähigkeit auf den dritten Teil erniedrigt. Es ist von besonderem Interesse, diesen Wert mit den auf völlig anderem Wege von P. Pluvinage [5] gewonnenen Meßzahlen für die Leitfähigkeitsverminderung im Nebel zu vergleichen: Nehmen wir als angenäherten Mittelwert für die Leitfähigkeit der Luft *ohne Nebel* den Wert $2 \cdot 10^{-4}$ el. stat. Einh. an, so folgt aus den elf Messungen von Pluvinage ein Mittelwert von 3,15 für das Verhältnis Λ_1/Λ_2 mit den Extremwerten 1,7 und 5,4. Die Übereinstimmung mit unseren Resultaten ist somit überraschend gut.

Ob dieses Ergebnis auf die I, 2-Fälle beschränkt ist, die bisher als einzige in genügender Zahl in dieser Art ausgewertet werden konnten,

oder allgemeinere Bedeutung hat, müssen weitere Untersuchungen entscheiden.

Als nächsten Typ betrachten wir den zweithäufigsten Flachland-

Typ I, 4.

Die Forderung, daß bei diesem Typ Feld und Strom unverändert bleiben, bezieht sich lediglich auf die Mittelwerte. Denn im Vergleich

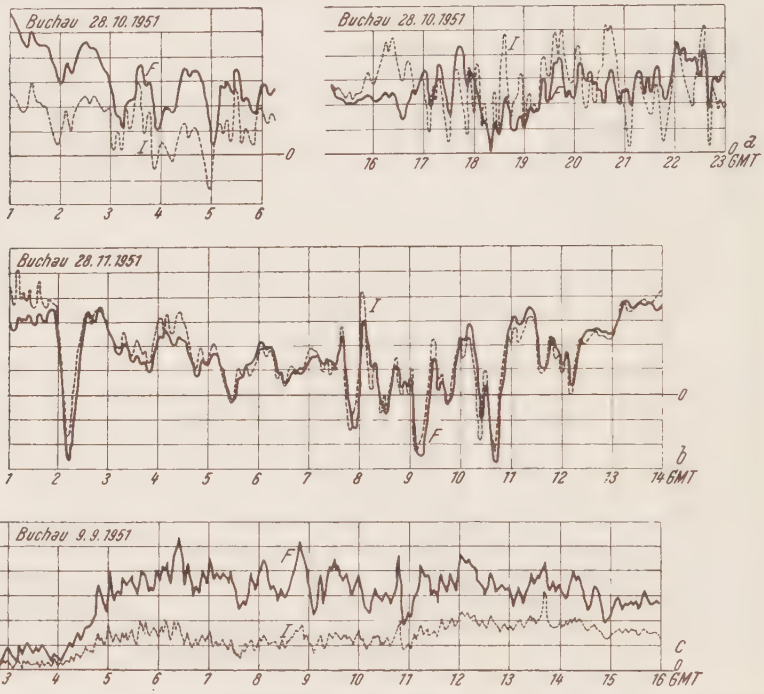

Abb. 2. Registrierungen des luftelektrischen Feldes (ausgezogene Kurven) und des Vertikalstromes (gestrichelte Kurven) in Buchau bei Nebel und bei Dunst. *a* Nebelregistrierung des Typs I, 4 am 28. Oktober 1951, 1 bis 6 Uhr und 15 bis 23 Uhr GMT. *b* Dunstregistrierung am 28. November 1951, 1 bis 14 Uhr GMT. *c* Dunst- und Nebelregistrierung am 9. September 1951, 2.30 bis 16 Uhr GMT. Die Empfindlichkeiten haben in den Abb. 2, 3, und 5 folgende Werte: Feldregistrierung: Ein Ausschlag von der Größe des Abstandes zwischen zwei horizontalen Linien im Abbildungsraster entspricht 20,3 V Änderung der Potentialdifferenz zwischen Kollektor und Erde. Vertikalstromregistrierung: Der Abstand zweier horizontaler Linien des Rasters entspricht einer Änderung des Vertikalstroms um $0{,}46 \cdot 10^{-12}$ Amp/m^2.

zu einer Schönwetter-Registrierung zeigen die Nebelkurven dieses Typs starke Schwankungen, wie man z. B. in Abb. 2a erkennt.

Bei den bisher betrachteten Registrierungen des Typs I, 2 traten solche starken Schwankungen nicht auf. Es muß allerdings betont werden, daß die beiden Typen I, 2 und I, 4 nicht scharf getrennt werden können, sondern daß stetig Übergänge bestehen. Dies gilt — um das hier einzuschalten — ganz allgemein. Wir haben deshalb auch keineswegs

alle Nebelfälle in die Zusammenstellung der Tabelle 1 aufgenommen, sondern bewußt alle ausgesprochenen Mischtypen fortgelassen.

In Abb. 2a ist eine Nebelregistrierung des Typs I, 4 dargestellt. Abb. 2b zeigt eine solche Registrierung bei starkem Dunst, der jedoch nicht als Nebel anzusprechen war. Abb. 2c endlich gibt eine Registrierung bei Nebel wieder, der gegen 8.30 Uhr in starken *Dunst** übergeht. Es ist bemerkenswert, daß alle drei Beispiele der Abb. 2 in ihrem Aussehen einander so ähnlich sind, daß zwischen einer Registrierung des Typs I, 4 bei Nebel und einer Registrierung bei starkem Dunst kein nennenswerter Unterschied besteht. Dies zeigt am deutlichsten Abb. 2c, die bis 8.30 Uhr etwa eine Nebel- und von da an eine Dunst-Registrierung darstellt. Übrigens stellt diese Abb. 2c einen Mischtyp dar, bei dem sich das I, 2-Charakteristikum des erhöhten Feldes mit dem I, 4-Charakteristikum erhöhter Unruhe verbindet.

Bei der Dunstregistrierung vom 28. November 1951 (Abb. 2b), wo über der Dunstschicht keine weitere Bewölkung zu beobachten war, fällt auf, daß Strom und Feld zeitweise starke Ausschläge ins negative Gebiet zeigen, eine Erscheinung, die bei wolkenlosem Himmel und ohne jeden Niederschlag bei luftelektrischen Registrierungen höchst merkwürdig erscheint. Diese Eigenheit leitet über zu unserem

Typ I, 1.

Hier ist die Ähnlichkeit von Nebel- und Dunst-Registrierung noch auffälliger (s. Abb. 3): Zum Morgen-Klimatermin um 6.22 Uhr GMT herrscht Nebel* und Windstille; im Laufe des Vormittags lichtet sich der Nebel und geht in Dunst über und zum 13.22-Termin herrscht Dunst*.

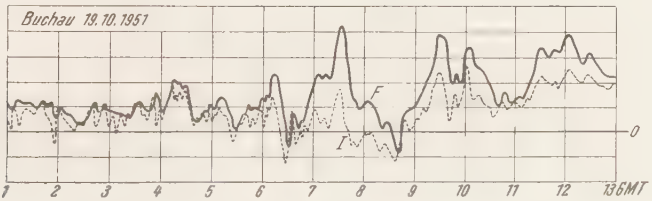

Abb. 3. Registrierung des luftelektrischen Feldes (ausgezogene Kurve) und des Vertikalstromes (gestrichelte Kurve) in Buchau am 19. Oktober 1951. Empfindlichkeiten wie oben bei Abb. 2.

Da Windstille oder ganz schwacher Wind ein gemeinsames Kennzeichen dieser Registrierungen des Typs I, 1 mit ihrer Feldstreuung in etwa halbstündigen Abständen sind, liegt es nahe, als Ursache für diese

* Der Begriff „*Dunst*" ist hier und im folgenden dann gebraucht, wenn die Sichtweite nur wenig über 1 km liegt, ohne irgend ein näheres Charakteristikum für die trübenden Teilchen zu geben. Bei „Dunst" unmittelbar vor oder nach Nebel dürfte es sich demnach um sogenannte „Vorkondensation" oder „Nebeldunst" (=), im Falle des 28. November 1951 (Abb. 2b) dagegen um „trockenen Dunst" (∞) gehandelt haben.

Schwankungen bei Nebel und Dunst langsame thermisch bedingte Umlagerungen in den bodennahen Luftschichten anzunehmen. Einen bestätigenden Hinweis in dieser Richtung vermögen die kleinklimatischen Untersuchungen im Federseebecken (Buchau) von E. Huss [6] zu geben, bei denen in plastischer Weise durch Temperatur und Windregistrierungen die Umlagerungen in einer 10 m starken Nebelschicht sichtbar gemacht werden.

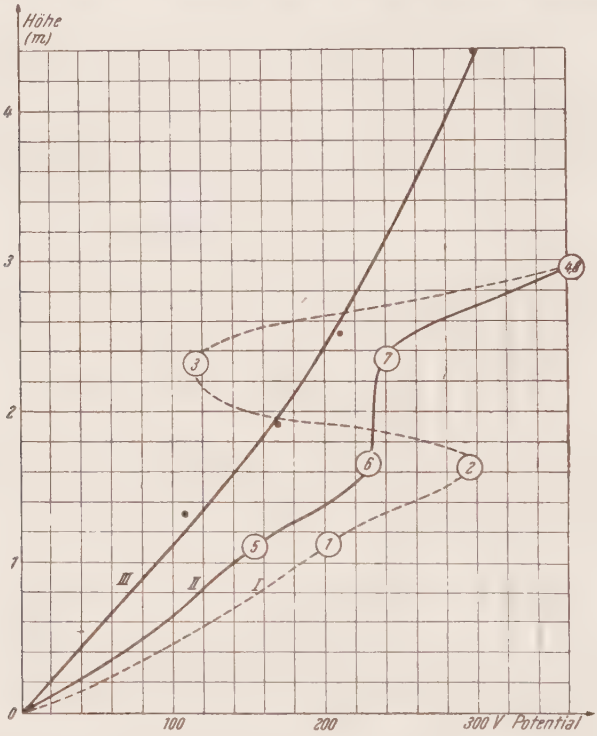

Abb. 4. Messungen des Potentialverlaufes mit der Höhe in Buchau a. F. am 10. Juni 1951, 23 bis 24 Uhr GMT. Kurve I: Messung am Kanzachkanal im Nebelvorstadium. Kurve II: Messung an der gleichen Stelle, etwas später. Kurve III: Messung am Forsthaus Kappel, zirka 10 m über Talsohle. Am Kanzachkanal (Kurve I und II) sind die Meßwerte durch Kreise mit eingetragenen Zahlen (fortlaufende Numerierung), am Forsthaus Kappel durch kleine Kreuze markiert.

Damit solche Umlagerungen elektrisch wirksam werden können, ist Voraussetzung, daß Luft ursprünglich in Schichten stark unterschiedlicher Leitfähigkeit gegliedert war, wobei sich bei jeder Änderung der Leitfähigkeit eine positive oder negative Raumladung ausgebildet hat. Der Potentialverlauf mit der Höhe muß in einem solchen Fall eine entsprechende Reaktion zeigen. Abb. 4 gibt hierzu eine interessante Illustration.

Kurve III, die außerhalb des Bodennebelgebietes (am Forsthaus Kappel) aufgenommen wurde, zeigt die normale Zunahme der Potential-

differenz gegen den Boden mit der Höhe. Demgegenüber läßt Kurve I im Bodennebelgebiet einen gänzlich anderen Verlauf erkennen. (Dazu ist zu erwähnen, daß die Höhe von 2,5 m, in der die Potentialdifferenz ihre tiefe Einbuchtung zeigt, mit der späteren Obergrenze des Bodennebels übereinstimmt.) Kurve II, die kurz nach Kurve I aufgenommen ist, zeigt den abweichenden Verlauf nur noch sehr viel schwächer, ein Zeichen dafür, daß offenbar eine Umlagerung der Schichten stattgefunden hat.

Dieses Beispiel mag als Hinweis dafür dienen, daß zum Verständnis der Nebeleffekte auch die Raumladung im Nebel bzw. Dunst einschließlich ihrer thermischen Umlagerungen Berücksichtigung finden muß. Nähere Aufschlüsse über die hier angedeuteten Mechanismen sind von gleichzeitigen Registrierungen des Feldes in verschiedenen Höhen, des Leitungsstroms und der meteorologischen Elemente zu erwarten.

Ein etwas ausführlicheres Eingehen erfordern die Nebelregistrierungen des

Typ II,

von denen in Tabelle 1 vier Fälle enthalten sind. Wie schon oben angedeutet, sind diese Fälle nur bei Vorhandensein eines konvektiven Ladungstransportes zu verstehen. Wir haben zwar zur Ausschaltung solcher konvektiv bedingten Ströme alle mit Niederschlägen irgendwelcher Art verknüpften Nebelfälle ausgeschieden, müssen jedoch annehmen, daß in den Fällen vom Typ II doch irgend ein Konvektionsstrom beteiligt ist.

In Abb. 5 sind drei Fälle dieser Art dargestellt. Am 24. Oktober 1951 herrschte nässender Nebel der Dichte 0 unter einer ausgedehnten Stratusdecke. Während der ganzen Nacht war bei normaler positiver Feldrichtung der Strom mehr oder weniger negativ. Niederschlag irgendwelcher Art war nicht zu beobachten, indes deutet die Tatsache des „Nässens" darauf hin, daß damit offenbar ein konvektiver Ladungstransport verbunden ist, der sich luftelektrisch ähnlich wie ein regulärer Niederschlag auswirkt. Im zweiten Fall (Abb. 5b) ist bei der 7-Uhr-Beobachtung Nebel^0 und Tau^1 vermerkt. Es liegt nahe, das bei Nebel etwas unwahrscheinliche Auftreten von Tau als Folge von „Nässen" des Nebels anzusprechen. Im dritten Fall endlich (Abb. 5c) handelt es sich eindeutig wieder um nässenden Nebel.

Zusammenfassend darf man danach wohl sagen, daß der an den Niederschlagstyp mit entgegengesetzter Feld- und Stromrichtung erinnernde Nebeltyp II nur durch einen nicht elektrisch bedingten Konvektionsstrom hervorgerufen sein kann, der wohl in dem extrem schwachen Niederschlag des Nässens zu erblicken ist. Daß anderseits nicht jeder nässende Nebel diesen „konvektiven Typ" erzeugt, zeigt ein Blick auf Tabelle 1.

Es liegt die Vermutung nahe, daß auch andere Nebelregistrierungen einen Konvektionsstrom enthalten, der aber nicht stark genug ist, um den rein elektrischen Strom zu übertönen und somit dem Gesamtstrom das negative Vorzeichen aufzuprägen bzw. ihn auf den Wert 0 herunterzudrücken.

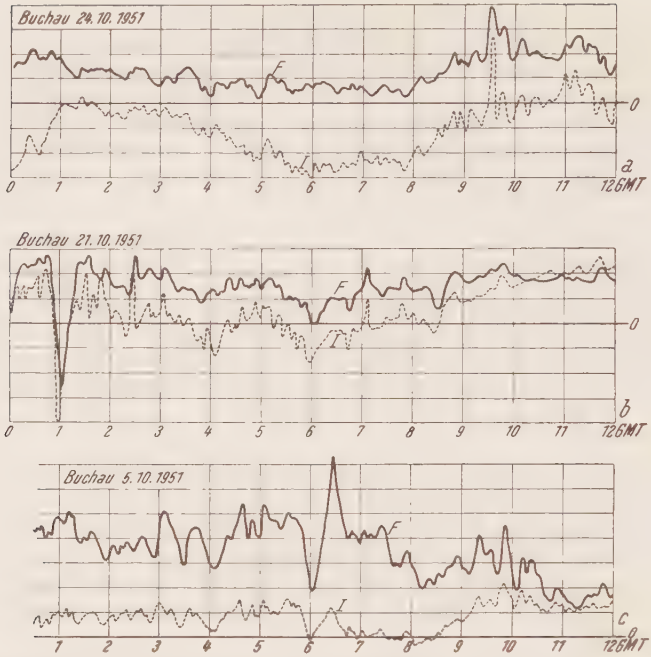

Abb. 5. Registrierungen von luftelektrischem Feld (ausgezogene Kurven) und Vertikalstrom (gestrichelte Kurven) in Buchau a. F. bei Nebel, Typ II. *a* 24. Oktober 1951, 0 bis 12 Uhr GMT. *b* 21. Oktober 1951, 0 bis 12 Uhr GMT. *c* 5. Oktober 1951, 0.30 bis 12 Uhr GMT. Empfindlichkeiten wie oben Abb. 2.

Bemerkenswert ist noch die Beobachtung, daß dieser bei Nebel vorkommende Konvektionsstrom offenbar negative Ladung zur Erde bringt, während bei Regen überwiegend positive Ladung nach unten transportiert wird; doch können wir auf diesen Punkt hier nicht näher eingehen.

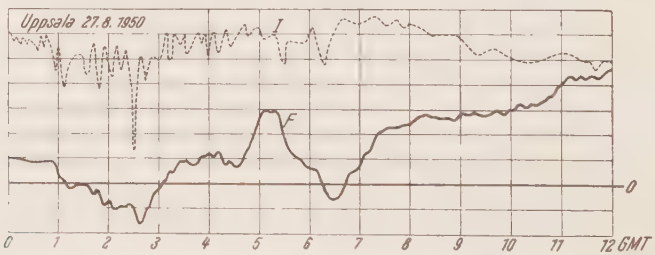

Abb. 6. Registrierung von luftelektrischem Feld (ausgezogene Kurve) und Vertikalstrom (gestrichelte Kurve) in Uppsala am 27. August 1950, 0 bis 12 Uhr GMT. Empfindlichkeiten: An Stelle der in Abb. 2 angegebenen Werte ist 5 V (Feld) und $0{,}41 \cdot 10^{-12}$ Amp/m² zu setzen.

Es kommt übrigens gelegentlich auch der umgekehrte Fall vor, daß der Konvektionstyp II auftritt, *ohne* daß der Nebel näßt. Abb. 6 zeigt eine solche Registrierung von Uppsala. Die Feld-Kurve zeigt ein sehr

niedriges, teilweise sogar negatives Feld bei verhältnismäßig hohem positivem Strom. Die meteorologische Beobachtung gibt Nebel mit einer Sichtweite von 150 m an; Niederschlag oder „Nässen" ist nicht vermerkt.

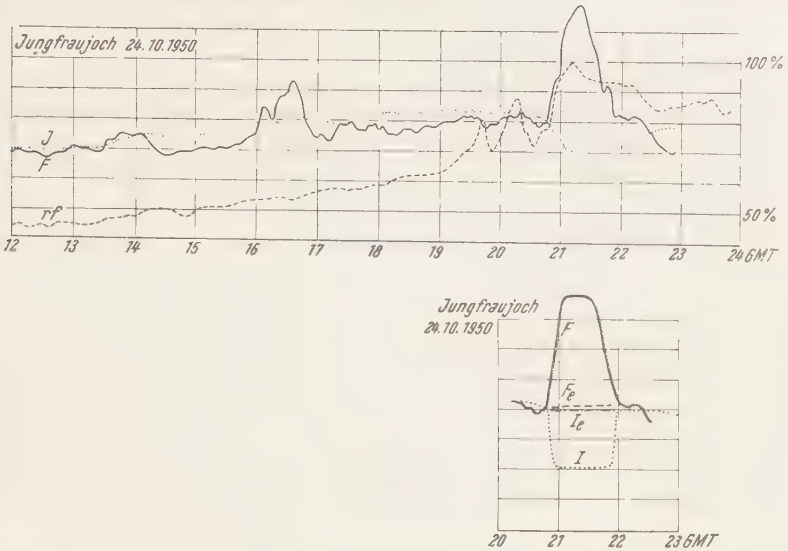

Abb. 7. Oben: Registrierung des luftelektrischen Feldes (ausgezogene Kurve), des Vertikalstromes (punktierte Kurve) und der relativen Feuchtigkeit (gestrichelte Kurve) auf dem Jungfraujoch am 24. Oktober 1950, 12 bis 24 Uhr GMT. Unten: Schematische Darstellung des Nebeleinflusses: *F* und *J* bedeuten Feld bzw. Strom während des Nebels, *Fe* und *Je* geben den Verlauf von Feld und Strom, wie er ohne Nebel geherrscht haben dürfte.* Empfindlichkeit: Der Abstand zwischen zwei horizontalen Rasterlinien entspricht 24,6 V (bei der Feldregistrierung) bzw. $9{,}45 \cdot 10^{-12}$ Amp/m² (bei der Vertikalstromregistrierung).

Trotzdem darf nach dem Verlauf der Registrierung wohl mit Sicherheit angenommen werden, daß ein Konvektionsstrom vorhanden gewesen sein muß.

Typ I, 3,

der bevorzugt im Hochgebirge vorkommt, wurde oben schon beschrieben und begründet. Auch für diesen Typ wurde ebenso wie für den im Flachland bevorzugten Typ I, 2 der Versuch gemacht, die Leitfähigkeitsänderung zu bestimmen. Dies stößt jedoch auf größere Schwierigkeiten insofern, als der Stromverlauf im Nebel ebenfalls durch diesen beeinflußt wird und deshalb nicht mehr zur Konstruktion des vom Nebel ungestörten Feldverlaufes herangezogen werden kann. Wir sind hier

* Bei den ergänzten Kurven ist die Deformation der Aufzeichnung durch die Trägheit der Meßapparatur eliminiert durch Berücksichtigung der aus dem rechten unteren Teilbild der Abb. 8 ermittelten Zeitkonstanten. Feld und Strom reagieren natürlich beim Eintauchen der Meßstation in die Wolken sofort entsprechend den unteren Teilbildern von 7 und 8, während die „Nebelwerte" vom Registriergerät infolge der hohen Zeitkonstante erst nach etwa $^1/_4$ bis $^1/_2$ Stunde erreicht werden.

darauf angewiesen, sowohl das ungestörte Feld als auch den ungestörten Strom während des Nebels aus den Kurvenstücken vor und nach dem Nebel zu ergänzen. Das ist dann möglich, wenn der Wolkeneinbruch nur kürzere Zeit dauert und der Strom- und Feldverlauf des übrigen Tages einen verhältnismäßig ausgeglichenen Gang zeigt. In den Abb. 7 und 8 sind einige Fälle dieser Art zur Darstellung gebracht.

Auf dem Sonnblick wurden Beginn und Ende des Nebels durch Augenbeobachtung bestimmt, auf dem Jungfraujoch konnten sie aus der gleichzeitigen Feuchteregistrierung zeitlich festgelegt werden. Das Leitfähigkeitsverhältnis zwischen Luft und Wolke ergibt sich in den beiden

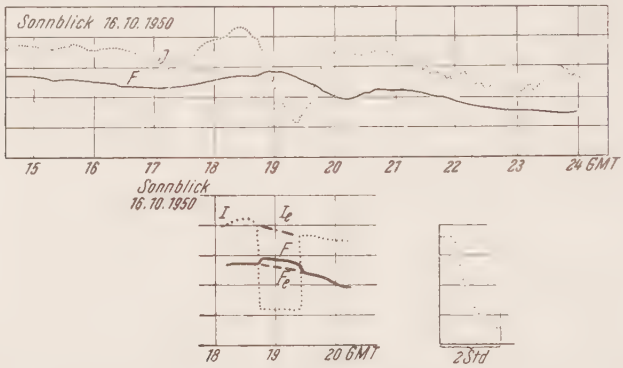

Abb. 8. Analog wie Abb. 7, für den Sonnblick am 16. Oktober 1950, 14.30 bis 24 Uhr GMT. Rechts unten ist das Abklingen einer dem Vertikalstrom-Meßkreis aufgeprägten Spannung wiedergegeben zur Demonstration der Zeitkonstanten. Empfindlichkeit: An Stelle der in Abb. 7 gegebenen Zahlen treten die folgenden: 21 V (Feld) bzw. $5 \cdot 10^{-11}$ Amp/m^2 (Strom).

in Abb. 7 und 8 wiedergegebenen Fällen für Jungfraujoch zu 3,63, für Sonnblick zu 3,53. Beide Werte liegen etwas höher, als die für das Flachland ermittelten. Es läßt sich vorläufig noch nicht entscheiden, ob dieser Unterschied reell ist. Überraschend bleibt jedenfalls die Tatsache, daß ebenso wie im Nebel der Ebene auch in Wolkenluft die Leitfähigkeit in annähernd gleicher Weise auf etwa $^1/_3$ herabgesetzt wird.

Weiterhin kann man nach der theoretischen Formel 30 der vorangehenden Arbeit von Kasémir [*4*] den Formfaktor und damit das Verhältnis von Höhe zu Breite der Wolken aus den elektrischen Registrierungen errechnen und erhält für die Jungfraujoch-Registrierung den Wert 2,4 und für die Sonnblick-Registrierung den Wert 3,1. Es muß sich also um Cumuluswolken gehandelt haben, deren Höhe das 2,5- bis 3fache ihrer Breite betrug. Leider konnten diesbezügliche Beobachtungen seinerzeit nicht vorgenommen werden. Wenn auch die angenommenen geometrischen Verhältniszahlen für die Wolken durchaus im Bereich des Möglichen liegen, so soll doch nicht verschwiegen werden, daß sie mit einer gewissen Vorsicht aufzunehmen sind, da wegen der Deformation der Feld- und Stromlinien im Hochgebirge die Voraussetzungen der Theorie, die für

Ebenen-Probleme aufgestellt ist, nicht mehr erfüllt sind. Die Anwendung der Theorie erscheint nur deshalb in Näherung möglich, weil die Deformation während des Nebels und im nebelfreien Zustand angenähert dieselbe sein dürfte und deshalb bei der hier vorgenommenen Verhältnisbildung weniger ins Gewicht fällt.

Literaturverzeichnis.

1. Chalmers, J. A. and E. W. R. Little: Currents of atmospheric electricity. Terr. Magn. and Atm. Elec. **52**, 239—260 (1947).
2. Scrase, F. J.: The Air-Earth Current at Kew Observatory. Geophys. Memoirs, VII. Nr. 58, S. 22 (1937).
3. Sämtliche hier verwandte Messungen wurden mit der in Buchau neu entwickelten Feld-Vertikalstrom-Apparatur gewonnen. Beschreibung der Apparatur bei H. W. Kasemir: An Apparatus for Simultaneous Registration of Potential-Gradient and Air-Earth-Current. Journ. Atm. Terr. Physics **2**, 32—37 (1951).
4. Kasemir, H. W.: Studien über das atmosphärische Potentialgefälle V. Zur Strömungstheorie des luftelektrischen Feldes II. Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A, **5**, 56—70 (1952).
5. Pluvinage, P.: Étude théorique et expérimentale de la conductibilité électrique dans les nuages non orageux. Ann. de Géophys. **2**, 31—54, 160—178 (1946).
6. Huss, E.: Kleinklimatische Studien im Federseegebiet (in Vorbereitung).

551.508.94 : 551.594.11

Die Messung des luftelektrischen Feldes mit radioaktiven Potentialsonden.

Von

H. Wichmann, Hamburg.

Mit 15 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Auf Grund der Tatsache, daß das Prinzip der radioaktiven Potentialsonde infolge des begrenzten Isolationswiderstandes in der Praxis nicht erfüllt ist, werden die sich aus den Änderungen der Isolation, Luftbewegung und Aktivität des α-Strahlers ergebenden abweichenden Meßergebnisse diskutiert.

Summary. Starting from the fact that, on account of the limited resistance of isolation, the principle of the radioactive potential sonde is not fully valid when applied in practice, the errors of measurement caused by variations of isolation, air movement and activity of the α-radiator are discussed.

Résumé. Partant du fait que le principe de la sonde potentielle radioactive n'est pas réalisé en pratique à cause de la résistance limitée d'isolation, on discute l'inexactitude des résultats de mesures provenant des modifications de l'isolation, du mouvement de l'air et de l'activité du radiateur α.

I. Einleitung.

Das Prinzip der Messung eines Potentials im elektrischen Feld mittels einer Sonde besteht darin, daß diese Sonde das Potential *des* Punktes im Felde annimmt, in dem sie sich befindet. Dies geschieht durch einen Ladungsausgleich, der im vorliegenden Falle durch Ionen getragen wird, die von einer an der Sonde aufgebrachten α-strahlenden Substanz in der umgebenden Luft erzeugt werden. Theoretisch wird dieser Ausgleich und damit der Stromfluß in einer bestimmten Zeit beendet sein, die von der Aktivität (mCurie) des verwendeten α-Strahlers und damit von der Stärke der Ionisation der Luft abhängt.

Dieser theoretische Endzustand wird praktisch nicht erreicht, sondern ist je nach den Begleitumständen und den Meßmethoden mehr oder weniger angenähert. Grundsätzlich ist es der begrenzte Widerstand der

Isolation der Potentialsonde und des Meßgerätes, der einen — wenn auch noch so geringen — Stromfluß über die Sonde erzwingt.

Zum näheren Verständnis der Zusammenhänge wollen wir uns des in Abb. 1 dargestellten Ersatzschaltbildes einer solchen Meßanordnung bedienen. Die Spannung U_S an der Sonde im Meßpunkt P wird bei konstanter Spannung U_K am Meßkondensator bestimmt durch eine Spannungsteilung, die durch Serienschaltung des Isolationswiderstandes R_I der Sonde und des Übergangswiderstandes $R_{\ddot{u}}$ Sonde-Luft gebildet wird. Von diesen Widerständen ist $R_{\ddot{u}}$ mit Sicherheit kein Ohmscher Widerstand, sondern seine Größe ist eine Funktion der Zahl und Beweglichkeit der Ionen. Damit wird die an der Sonde gemessene Spannung außer von der Isolation auch noch von der veränderlichen Aktivität des verwendeten α-Strahlers, sowie von der Beeinflussung der Ionen durch Luftbewegung abhängig. Diese etwas unübersichtlichen Verhältnisse wirken sich besonders unangenehm bei einem Spezialfall dieser Meßtechnik aus, nämlich der Messung des luftelektrischen Feldes; denn es handelt sich hierbei um eine Dauerregistrierung, die über Jahre hinaus konstante Verhältnisse erfordert. Der Isolationswiderstand R_I ist in diesem Falle dauernd durch die Luftfeuchtigkeit gefährdet, während der Übergangswiderstand $R_{\ddot{u}}$ sowohl durch die zeitliche Verminderung der Aktivität als auch durch den Wind laufenden Änderungen unterworfen ist.

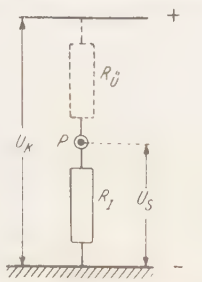

Abb. 1. Ersatzschaltbild einer Potentialsonde im elektrischen Feld eines Meßkondensators.

U_K = Spannung am Kondensator; U_S = Spannung an der Sonde; $R_{\ddot{u}}$ = Übergangswiderstand Sonde-Luft; P = Meßpunkt der Sonde; R_I = Isolationswiderstand der Sonde.

Zur Untersuchung der Verhältnisse wurde eine einfache Meßanordnung verwendet, bei der es weniger darauf ankam, Werte mit höchster Genauigkeit zu bestimmen, als vielmehr eine Übersicht zu gewinnen, wie die einzelnen Faktoren voneinander abhängen. Schon die Verwendung der Widerstände $10^9\,\Omega$ bis $10^{12}\,\Omega$ läßt wegen ihrer Temperatur- und Spannungsabhängigkeit nur eine Genauigkeit von 10 bis 20% erwarten. Abb. 2 zeigt den Aufbau schematisch. Wie in der luftelektrischen Meßtechnik üblich, ragt ein auf einem Plexiglas-Isolator (Isolationswiderstand etwa $10^{13}\,\Omega$) befestigtes Metall mit einer Sonde an dem oberen Ende in das elektrische Feld hinein, wobei hier die Potentialfläche in 1 m Abstand von der geerdeten Auflagefläche des Isolators der Sonde durch eine Blechplatte gebildet wird. An diesem so gebildeten Meßkondensator wird gegen Erde eine Spannung angelegt, die variabel bis zu 3300 Volt einem Hochspannungsgerät entnommen werden kann. Der Abstand zwischen der Blechplatte und der Sonde ist in

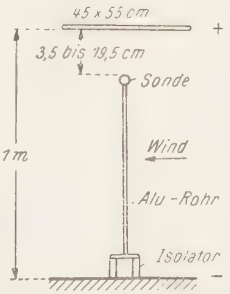

Abb. 2. Schema der Anordnung im Meßkondensator.

gewissem Maße veränderlich. Die ganze Meßanordnung wurde zur Untersuchung des Windeinflusses in einem Windkanal aufgestellt. Die Messung der Spannung an der Sonde wurde für Spannungen bis einige 100 Volt mit einem Einfadenelektrometer (Isolationswiderstand etwa 10^{14}), für Spannungen bis 2000 Volt mit einem statischen Voltmeter (Isolationswiderstand etwa 10^{12}) sowie auch mit einem Röhrenvoltmeter durchgeführt.

II. Bestimmung des Übergangswiderstandes.

Wie oben bereits ausgeführt wurde, ist der Übergangswiderstand Sonde-Luft außer von der Spannung sowohl von der Ionenproduktion —

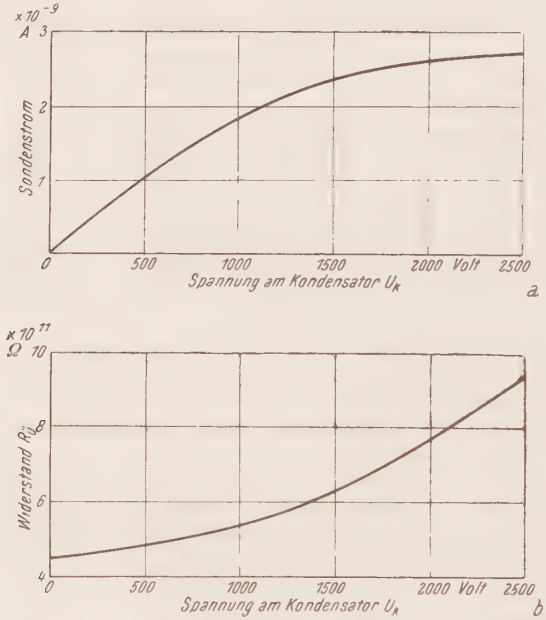

Abb. 3. Sondenstrom und Übergangswiderstand $R_{\ddot{U}}$ in Abhängigkeit von der Spannug U_K für eine Radiothor-Sonde von 0,2 mCurie. a) Sondenstrom; b) Übergangswiderstand $R_{\ddot{U}}$ Sonde-Luft.

also der Aktivität des Strahlers — als auch von dem Einfluß der Ionenbewegung durch den Wind abhängig.

a) Abhängigkeit von der Aktivität des α-Strahlers.

Die Größe des Ionentransportes von der Sonde und damit der von der Sonde ausgehende Strom, muß erwartungsgemäß bei zunehmender Feldstärke einem Sättigungswert zustreben, der erreicht ist, wenn alle erzeugten Ionen sofort abtransportiert werden. Um hier eine Übersicht zu gewinnen, wurde die Stromausbeute einer Radiothor-Sonde von etwa 0,2 mCurie untersucht. Es wurde zu diesem Zweck die Sonde über

einen Meßwiderstand von etwa $1{,}4 \cdot 10^9$ geerdet und aus der mit einem Röhrenvoltmeter an ihm bestimmten Spannungsdifferenz der Sondenstrom berechnet. Abb. 3a zeigt das Ergebnis, dem zu entnehmen ist.

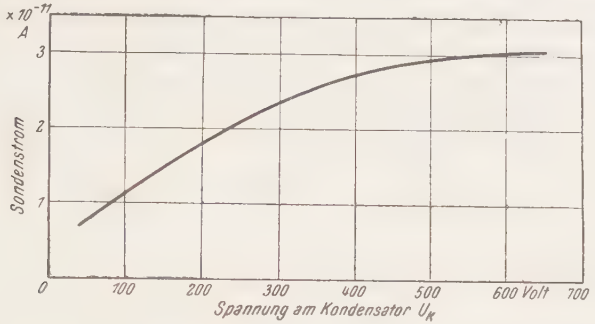

Abb. 4. Sondenstrom in Abhängigkeit von der Spannung U_K für eine Polonium-Sonde von 0,003 mCurie; $R_I = 10^{13}\,\Omega$.

daß bei einer Spannung von zirka 2500 Volt am Meßkondensator der Sättigungsstrom von etwa $2{,}75 \cdot 10^{-9}$ A erreicht ist, während bis etwa 200 Volt fast Ohmscher Strom herrscht. In Abb. 3b ist der berechnete Übergangswiderstand $R_{\ddot{u}}$ aufgetragen, der von einem Außgangswert von etwa $4{,}5 \cdot 10^{11}\,\Omega$ beim Erreichen des Sättigungsstromes auf $10^{12}\,\Omega$ anwächst. Zum Vergleich wurde eine Polonium-Sonde von etwa 0,003 mCurie untersucht. Der gemessene Sondenstrom ist in Abb. 4 dargestellt und zeigt, daß der Sättigungsstrom von etwa $3{,}10^{-11}$ A bereits bei etwa 600 Volt erreicht wird. Der resultierende Übergangswiderstand $R_{\ddot{u}}$ beträgt bei 100 Volt etwa $9 \cdot 10^{12}\,\Omega$, und wächst beim Erreichen des Sättigungsstromes auf $2 \cdot 10^{13}\,\Omega$ an. Abb. 5 gibt einen Anhaltspunkt für die Abhängigkeit des diskutierten Übergangswiderstandes $R_{\ddot{u}}$ von der Aktivität des verwendeten radioaktiven Präparates — d. h. der Änderung von $R_{\ddot{u}}$ mit dem Zerfall des Präparates — bei einer Spannung von 100 Volt an der Sonde.

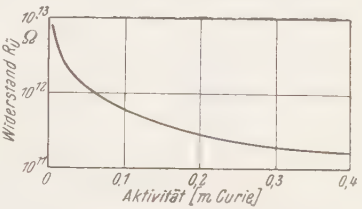

Abb. 5. Übergangswiderstand $R_{\ddot{u}}$ Sonde-Luft in Abhängigkeit von der Aktivität des Sondenpräparates; $U_K = 100$ Volt.

b) Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit.

Die Geschwindigkeit der Ionen bei einer Spannung von 100 Volt am Meßkondensator ist bei der vorgegebenen Meßanordnung etwa 0,1 m/sec. Es ist daher zu erwarten, daß schon ein relativ schwacher Wind einen erheblichen Einfluß auf den Ionenstrom ausüben kann. So zeigte es sich, daß bei den Versuchen an einem Tage mit besonders hoher Außentemperatur (30 °C) die schwache Luftbewegung zwischen der relativ

kühlen Luft im Windkanal ausreichte, um ein dauerndes langsames Schwanken des Elektrometerfadens bzw. des Zeigers der Meßinstrumente — in einigen Fällen bis zu 10% des angezeigten Wertes — hervorzurufen. Eine systematische Untersuchung der Beziehung zwischen der Windgeschwindigkeit und des von der Sonde ausgehenden Stromes mit dem Röhrenvoltmeter ergab, daß tatsächlich die stärkste Beeinflussung bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten auftritt, wie Abb. 6a zeigt. Bereits bei einer Geschwindigkeit von 3 m/sec hat sich der Sondenstrom verdoppelt, um sich dann langsamer ansteigend bis 16 m/sec zu verdreifachen.

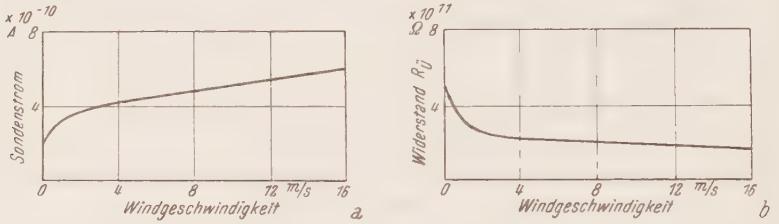

Abb. 6. Sondenstrom und Übergangswiderstand $R_{\ddot{U}}$ bei $U_K = 100$ Volt in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit für 0,2 mCurie. a) Sondenstrom; b) Übergangswiderstand $R_{\ddot{U}}$ Sonde-Luft.

Dementsprechend zeigt sich eine merkliche Verminderung des Übergangswiderstandes $R_{\ddot{U}}$ von etwa $4{,}5 \cdot 10^{11}$ auf etwa $1{,}5 \cdot 10^{11}\,\Omega$, wie der berechneten Kurve Abb. 6b zu entnehmen ist.

Der Einfluß dieser Variation des Übergangswiderstandes mit der Aktivität der Sonde und der Windgeschwindigkeit auf die Meßergebnisse der in der Praxis verwendeten Meßanordnungen, soll nachfolgend untersucht werden.

III. Messung des Potentials mit dem Elektrometer.

Es erscheint nach obigen Überlegungen naheliegend, die Frage zu stellen, bis zu welcher Höhe Potentiale mit der Sondenmethode überhaupt meßbar sind. In Abb. 7 sind die an der Sonde mit einem statischen Voltmeter (Isolation etwa $10^{12}\,\Omega$) und einer Radiothorsonde von 0,2 mCurie gemessenen Spannungen U_s bei einer Spannung U_K bis zu 3300 Volt am Meßkondensator aufgetragen. Bereits bei 19,5 cm Abstand der Sonde geht der anfangs geradlinige Verlauf ab 2500 Volt in eine flachere Kurve über. Um einen besseren Überblick zu bekommen, wurde zur Vergrößerung des Sondenpotentials der Abstand der Sonde bis auf 3,5 cm verringert. Es zeigt sich dabei, daß bei der gewählten Meßanordnung nur Spannungen bis etwa 1500 Volt proportional zur Spannung U_K am Meßkondensator gemessen werden können und keine noch so hohe Spannung U_K eine Spannung U_S von schätzungsweise 2300 Volt erzeugen kann. Aus dem Sättigungsstrom von etwa $2{,}75 \cdot 10^{-9}$ Amp (Abb. 3a) läßt sich danach der Isolationswiderstand R_I des verwendeten statischen Voltmeters zu $8{,}4 \cdot 10^{11}\,\Omega$ berechnen. Die Isolation liegt also bereits in der Größen-

ordnung des Übergangswiderstandes $R_{\ddot{U}}$. Wir können die Isolation R_I auch aus dem geraden Teil der Kurve 14 cm (Abb. 7) bestimmen. Betrachten wir zu diesem Zweck auf dieser Kurve den Spannungswert U_S von 1500 Volt an der Sonde, der an R_I liegt. Die in diesem Fall an $R_{\ddot{U}}$ liegende Spannung beträgt Gesamtspannung U_K am Meßkondensator von 2250 Volt minus 1500 Volt an R_I gleich 750 Volt. Es handelt sich also um eine Spannungsteilung 1 : 2. Für 750 Volt beträgt $R_{\ddot{U}}$ nach Abb. 3b etwa $5 \cdot 10^{11}\,\Omega$ und damit der gesuchte Wert $R_I = 10^{12}\,\Omega$. Der

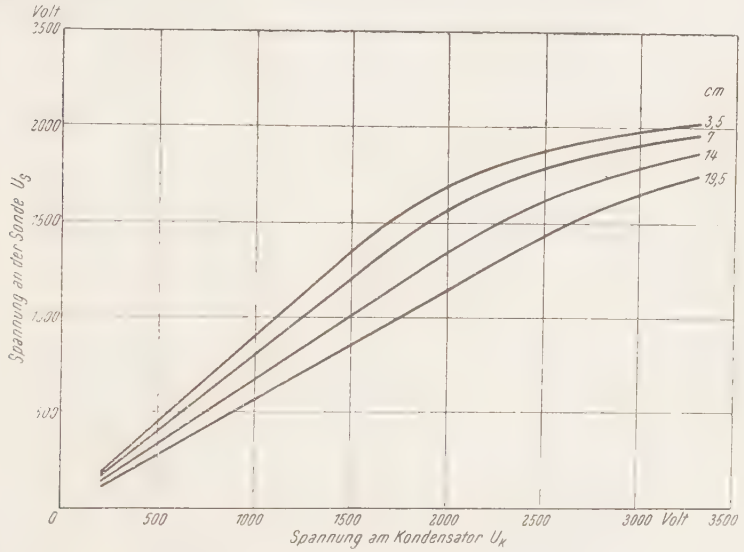

Abb. 7. Änderung der Sondenspannung U_S mit der Spannung U_K am Meßkondensator für verschiedene Abstände der Sonde von der positiven Kondensatorplatte (gemessen mit stat. Voltmeter; Isolation etwa $10^{12}\,\Omega$) für 0,2 mCurie.

bei solchem Widerstand und der anliegenden Spannung von 1500 Volt fließende Isolationsstrom beträgt $1{,}5 \cdot 10^{-9}$ Amp, kann also nach Abb. 3a ohne weiteres von einer Sonde mit einer Aktivität von 0,2 m Curie aufrechterhalten werden. Anders verhält es sich mit der Sonde von nur 0,003 mCurie, bei der nach Abb. 4 der maximale Strom etwa $3 \cdot 10^{-11}$ Amp beträgt. Diese Sonde ist nicht in der Lage, den Isolationsstrom aufrechtzuerhalten, geschweige denn die Kapazität des statischen Voltmeters zur Messung aufzuladen. Die Anzeige blieb daher mit dieser Sonde bei jeder Spannung U_K am Meßkondensator in der Nullstellung.

Um einen Überblick über die Abhängigkeit von Aktivität und Windgeschwindigkeit zu erhalten, ist es daher erforderlich die Isolation durch Verwendung eines Fadenelektrometers zu verbessern, wobei jedoch der Meßbereich auf einige 100 Volt zusammenschrumpft.

In Abb. 8a ist das Meßergebnis der Änderung der von der Sonde angezeigten Spannung U_S mit der Isolation und der Windgeschwindigkeit

bis 1,2 m/sec aufgetragen. Bei einem Abstand der Sonde von 14 cm ist unter der — zwar nicht erfüllten — Annahme eines homogenen Feldes im Meßkondensator bei einer Meßspannung von 100 Volt ein Potential U_S von 86 Volt zu erwarten. Gemessen wurde in guter Übereinstimmung damit bei einer Isolation von $10^{13}\,\Omega$ und der Windgeschwindigkeit 0 m/sec ein Wert von 83 Volt. Bei verminderter Isolation sinkt die von der Sonde angezeigte Spannung U_S mehr und mehr entsprechend der Spannungsteilung $R_{ü}: R_I$. Nach Abb. 3b beträgt $R_{ü}$ bei den vorliegenden Spannungen etwa $4{,}5 \cdot 10^{11}\,\Omega$. Bei einem gleichen Wert für die Isolation wäre damit eine Spannungsteilung von 1 : 1, also U_S gleich 50 Volt an der Sonde

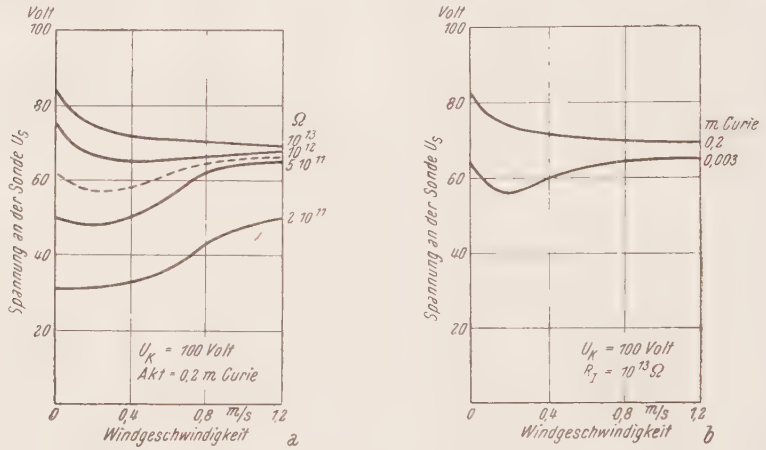

Abb. 8. Änderung der Sondenspannung U_S mit der Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Isolation *a* und der Aktivität *b* für $U_K = 100$ Volt.

zu erwarten, was mit einer Abb. 8a zu entnehmender Spannung U_S in guter Übereinstimmung ist. Die Windabhängigkeit, soweit sie eine Isolation in der Größenordnung $10^{11}\,\Omega$ betrifft, erscheint mit einem Ansteigen der Spannung U_S an der Sonde bei zunehmender Windgeschwindigkeit durchaus plausibel. Da $R_{ü}$ dabei nach Abb. 6b vermindert wird, muß der Spannungsanteil an R_I zwangsläufig wachsen. Etwas problematischer ist schon die demgegenüber bei einer Isolation über $10^{12}\,\Omega$ beobachtete Abnahme der Spannung U_S mit zunehmender Windgeschwindigkeit. Es ist daher mehr eine Vermutung, daß es sich in diesem Fall um eine Veränderung der Störung der Feldverteilung durch die Ionen im Meßkondensator handelt, also um eine Verschiebung des sog. Referenzpunktes und Wegräumung des Elektrodeneffektes bei bereits geringen Windgeschwindigkeiten. Interessant ist jedoch die Tatsache, daß durch diese Gegenläufigkeit bei hoher und bei geringer Isolation eine Spannungsdifferenz von über 30 Volt bei 0 m/sec auf etwa 5 Volt bei 1 m/sec zusammenschrumpft. Bemerkenswert ist fernerhin, daß sich bei einer Isolation zwischen $5 \cdot 10^{11}\,\Omega$ und $10^{12}\,\Omega$ die beiden Effekte derart überlagern, daß

mit zunehmender Windgeschwindigkeit die Spannung U_S an der Sonde ein Minimum durchläuft (gestrichelte Kurve).

Ähnliche Verhältnisse liegen bei Änderung der von der Sonde angezeigten Spannung mit der Radioaktivität in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit vor. Wie zu erwarten und Abb. 8b zu entnehmen ist, wird die an der Sonde gemessene Spannung bei Abnahme der Aktivität des Präparates durch Vergrößerung von $R_{\ddot{U}}$ ebenfalls geringer. Bei geringer Aktivität macht sich bereits der Einfluß der Verminderung von $R_{\ddot{U}}$ mit zunehmender Windgeschwindigkeit bemerkbar und es durchläuft

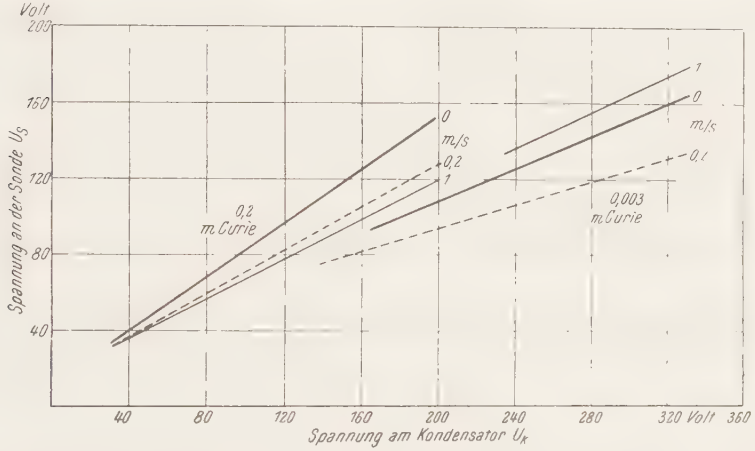

Abb. 9. Änderung der Sondenspannung U_S mit der Spannung U_K am Meßkondensator in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit für Radiothor 0,2 mCurie und Polonium 0,003 mCurie (gemessen mit Elektrometer; Isolation $10^{13}\,\Omega$, Sondenabstand 19,5 cm).

auch hier wieder die Spannung U_S an der Sonde ein Minimum, wobei sich die Sondenspannungen bei hoher und bei niedriger Aktivität mit zunehmender Windgeschwindigkeit einander wieder stark nähern. Um auch einen Überblick über die Änderung dieser Verhältnisse bei anderen Meßspannungen U_K am Kondensator als 100 Volt zu erhalten, wurde diese für eine Isolation der Sonde von $10^{13}\,\Omega$ und einem Abstand der Sonde von 19,5 cm zwischen 30 und 400 Volt variiert und die Abhängigkeit von Windgeschwindigkeit und Aktivität des Präparates studiert. Abb. 9 gibt eine Übersicht über diese Verhältnisse, wobei die sehr schwach gekrümmten Kurven der Einfachheit halber geradlinig gezeichnet worden sind. Es zeigt sich, daß der Einfluß der Windgeschwindigkeit mit zunehmender Spannung ebenfalls zunimmt. Ferner macht sich der starke Unterschied zwischen Sonden verschiedener Aktivität bei 0 m/sec (stark ausgezogene Kurven) und auch 0,2 m/sec (gestrichelte Kurven) Windgeschwindigkeit bemerkbar, während sie nach obigem erwartungsgemäß bei 1 m/sec (dünn ausgezogene Kurven) nur wenig voneinander abweichen.

IV. Messung des Potentials mit dem Röhrenelektrometer.

Es erscheint naheliegend, die Fortschritte der Meßtechnik durch Einführung der Elektronenröhre auch für das vorliegende Meßproblem nutzbar zu machen; dieses um so mehr, als das Arbeiten mit Elektrometern und besonders Registrierelektrometern wegen ihres diffizilen Charakters nicht zu den angenehmsten Methoden der elektrischen Meßtechnik gezählt wird. Die Achillesferse dieser Methode liegt jedoch in der Tatsache der Existenz eines Gitterstromes bei jeder Elektronenröhre. Es ist dies ein Problem, über das sich vieles schreiben ließe, von dem wir hier aber nur sagen wollen, daß der Gitterstrom bei normalen Rundfunkröhren in der Größenordnung von 10^{-9} Amp liegt und bei einzelnen Typen mit einigen Kunstgriffen auf 10^{-10} Amp gebracht werden kann, während er bei den speziell für kleinen Gitterstrom konstruierten „Elektrometerröhren" 10^{-12} bis 10^{-14} Amp beträgt. Es wird nun aber der Meßwiderstand — identisch mit dem Gitterableitwiderstand — zwangsläufig in seiner Höhe so begrenzt, daß der Gitterstrom keinen störenden Einfluß auf die Messung nehmen kann. Der wesentliche Unterschied des Röhrenvoltmeters gegenüber dem Elektrometer liegt jedoch darin, daß der günstige Meßbereich der Elektronenröhre auf einige Volt begrenzt ist. Daraus folgt, daß man die Spannung an der Sonde entweder als Funktion des Sondenstromes, wie z. B. in Abb. 3a dargestellt, messen kann, oder aber einen sehr hochohmigen Spannungsteiler verwenden muß. Beide Methoden sollen nachfolgend erörtert werden.

Zur Messung wurde ein vom Verfasser gebautes Röhrenvoltmeter — vollstabilisiert für Netzanschluß — verwendet, das mit einer ausgesuchten RV 12 P 2000 bestückt ist. Bemerkenswert ist, daß diese Röhre nach vier Jahren Dauerbetrieb für luftelektrische Potentialmessungen praktisch unveränderte Daten mit einer Steilheit von etwa 2 mA/V bei einem Ruhestrom von 4 mA und einem Gitterstrom von etwa $5 \cdot 10^{-10}$ Amp aufweist. Ausgerüstet ist das Gerät mit einem 7stufigen Meßbereichschalter für Meßwiderstände bis zu $1{,}4 \cdot 10^{9}\,\Omega$.

a) Messung des Potentials als Funktion des Sondenstromes.

Es erscheint fraglos naheliegend, den von der Spannung U_S an der Sonde abhängigen Sondenstrom als Spannungsabfall von der Größenordnung 1 Volt an einem relativ niedrigen Meßwiderstand zu messen. Man würde sich damit der ganzen Sorge um die Gefährdung der Isolation entheben, so daß nur noch die Abhängigkeit von der Aktivität des α-Strahlers und der Windgeschwindigkeit übrig bliebe.

Der zu erwartende Sättigungsstrom der Sonde ermöglicht natürlich nur eine Potentialmessung bis zu einer gewissen Größe. In Abb. 10 ist für drei verschiedene Meßwiderstände der an ihnen erzeugte Spannungsabfall, d. h. die erzeugte Gittervorspannungsänderung der Röhre in Abhängigkeit von der am Meßkondensator liegenden Spannung U_K auf-

getragen. Es ist daraus zu entnehmen, daß eine angenäherte Proportionalität bis 500 Volt höchstens bis 1000 Volt besteht und sich die Spannungserhöhung über 2000 Volt nur noch sehr unwesentlich auswirkt.

Da der Sondenstrom proportional der Aktivität des γ-Strahlers ist, verändert sich natürlich die Anzeige bei konstanter Spannung U_K am

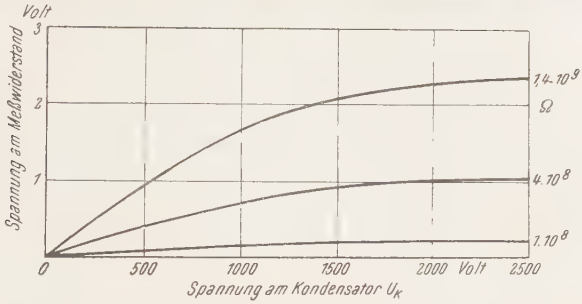

Abb. 10. Änderung der Spannung an verschiedenen Meßwiderständen eines Röhrenvoltmeters mit der Spannung U_K am Meßkondensator für Radiothor 0,2 mCurie.

Meßkondensator entsprechend, d. h. wenn die Aktivität auf die Hälfte zurückgegangen ist, so ist auch der am Meßwiderstand erzeugte Spannungsabfall auf die Hälfte zurückgegangen.

Die Windabhängigkeit ist gleichermaßen die des Sondenstromes nach Abb. 6a. In Abb. 11 ist einerseits die Änderung des Spannungsabfalls

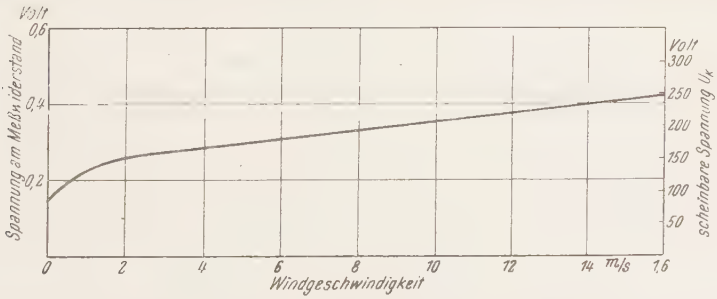

Abb. 11. Änderung der Spannung am Meßwiderstand von $1{,}4 \cdot 10^9\ \Omega$ eines Röhrenvoltmeters mit der Windgeschwindigkeit für $U_K = 100$ Volt (rechte Ordinate: scheinbare Spannung U_K).

am Meßwiderstand und anderseits die daraus zu schließende scheinbare Spannung U_K am Meßkondensator in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit dargestellt. Es zeigt dies, daß bei einer konstanten Spannung U_K am Meßkondensator — dem Wert bei 0 m/sec gegenüber — bereits bei 2 m/sec etwa eine doppelte Spannung U_K und bei 16 m/sec etwa eine dreifache Spannung U_K vorgetäuscht wird. Ob die ab 2 m/sec geradlinig gezeichnete Kurve reell ist oder in Wirklichkeit schwach ge-

krümmt sein sollte, läßt sich nur durch Messungen bei noch höheren Windgeschwindigkeiten entscheiden, die aber dem behelfsmäßigen Aufbau nicht zugemutet werden konnten*.

b) Messungen des Potentials durch Spannungsteiler.

Die für manche Messungen etwas lästige Unempfindlichkeit der Sondenstrommethode für hohe Potentiale läßt sich durch Verwendung hochohmiger Spannungsteiler umgehen. Es ergibt sich damit wieder eine der Spannungsmessung angenäherte Methode, wobei die Spannungsteilung notwendig wird, um eine Anpassung an den Meßbereich der Röhre zu erreichen. Abb. 12 gibt eine Übersicht über die zu erwartenden Verhältnisse. Bei der Messung wurde der Meßwiderstand $1{,}4 \cdot 10^9\,\Omega$ als Teilwiderstand verwendet, während der andere Teilwiderstand — hier

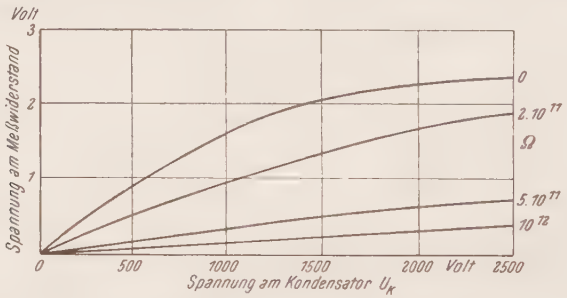

Abb. 12. Änderung der Spannung am Meßwiderstand $1{,}4 \cdot 10^9\,\Omega$ eines Röhrenvoltmeters mit der Spannung U_K am Meßkondensator für verschiedene Vorwiderstände zur Sonde Radiothor 0,2 mCurie.

als Vorwiderstand bezeichnet — zur Sonde hin bis zu $10^{12}\,\Omega$ verändert wurde. Ist dieser Vorwiderstand $0\,\Omega$, so ergibt sich in Abb. 12 eine Kurve, die mit der Kurve $1{,}4 \cdot 10^9$ in Abb. 10 identisch ist und eine Sondenstrommessung darstellt. Mit fortlaufender Vergrößerung des Vorwiderstandes wird die Spannung am Meßwiderstand bis zur höchsten Spannung annähernd proportional der Spannung U_K am Meßkondensator. Wie leicht ersichtlich ist, wird dies dadurch erreicht, daß man nur den ohmschen Anteil des Sondenstromes Abb. 3a verwendet, der bei 0,2 mCurie bis höchstens zu $1 \cdot 10^{-9}$ Amp angenähert anzunehmen ist. 2500 Volt an der Sonde und ein Vorwiderstand von $10^{12}\,\Omega$ würde aber bereits einen Stromfluß von $2{,}5 \cdot 10^{-9}$ Amp bedingen. Der genannte Wert von $1 \cdot 10^{-9}$ Amp wäre also bereits bei einer Spannung von 1000 Volt erreicht. Immerhin zeigte ein Vergleich der Abb. 12 mit Abb. 10 eine bemerkenswerte Verbesserung für hohe Spannungen gegenüber der Sondenstrommethode. Ein gewisser Nachteil der Spannungsteilermethode liegt jedoch darin, daß bei sehr hohen Vorwiderständen der Spannungsanteil an dem durch den Gitterstrom in seiner Größe begrenzten Meßwiderstand relativ zu

* Diese Anordnung ist zur trägheitslosen Messung von schwachen turbulenten Luftströmungen geeignet.

klein wird, um eine Röhre voll aussteuern zu können. Hier ist der einzige Ausweg die Verwendung einer „Elektrometerröhre". Die erreichte Geradlinigkeit der Meßspannungskurve wird jedoch durch die bei dieser Röhre stark gekrümmte Anodenstromkennlinie wieder eingeschränkt.

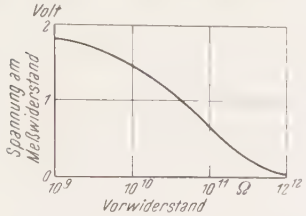

Abb. 13. Die Spannung am Meßwiderstand $1{,}4 \cdot 10^9\ \Omega$ eines Röhrenvoltmeters in Abhängigkeit vom Vorwiderstand zur Sonde Radiothor 0,2 m Curie (U_K = const.).

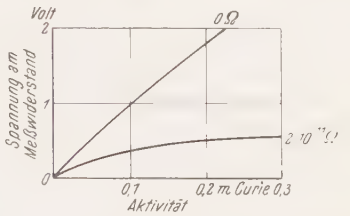

Abb. 14. Die Spannung am Meßwiderstand $1{,}4 \cdot 10^9\ \Omega$ eines Röhrenvoltmeters in Abhängigkeit von der Aktivität der Sonde für verschiedene Vorwiderstände (gemessen).

Die Abhängigkeit der Spannung am Meßwiderstand von der Größe des Vorwiderstandes ist in Abb. 13 dargestellt. Die Möglichkeit der Störung der Messung durch Isolationsfehler ist also bei dieser Methode genau so gegeben, wie bei der Messung des Potentials mit dem Elektrometer. So ist auch die Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit im Hinblick auf den Isolationswiderstand — identisch mit dem Vorwiderstand — und der Aktivität die gleiche, wie sie in Abb. 8 dargestellt und oben diskutiert worden ist. Während bei der Sondenstrommethode die Abhängigkeit der Spannung am Meßwiderstand proportional der Aktivität des α-Strahlers ist, zeigt sich bei der Spannungsteilermethode mit zunehmender Höhe des Vorwiderstandes eine zunehmende Unabhängigkeit von der Aktivität. Abb. 14 stellt diese Gegenüberstellung dar, und zwar für einen Meßwiderstand $1{,}4 \cdot 10^9\ \Omega$ einmal ohne Vorwiderstand und einmal mit einem Vorwiderstand von $2 \cdot 10^{11}\ \Omega$. Diese Messungen wurden ebenso wie die in Abb. 13, statt im künstlichen elektrischen Feld des Meßkondensators, im normalen luftelektrischen Feld durchgeführt. Um die aus diesen Messungen resultierende zunehmende Unabhängigkeit von der Aktivität näher zu studieren, wurden die Kurven für verschiedene Vorwiderstände nach den Werten von $R_{\ddot{U}}$ (Abb. 5) berechnet. Wie das Ergebnis in Abb. 15 im Vergleich

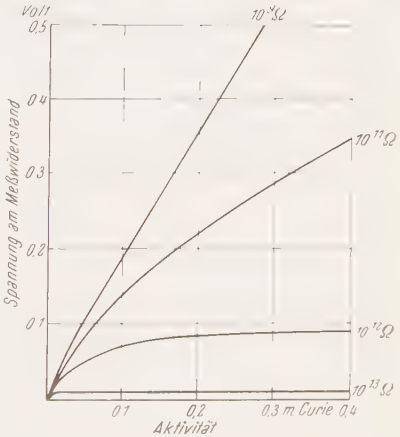

Abb. 15. Die Spannung am Meßwiderstand $1{,}4 \cdot 10^9\ \Omega$ eines Röhrenvoltmeters in Abhängigkeit von der Aktivität der Sonde für verschiedene Vorwiderstände (berechnet nach $R_{\ddot{U}}$, Abb. 5).

mit Abb. 5 zeigt, ist bei einem Vorwiderstand von $10^9\,\Omega$, $R_{\ddot{U}}$ mit zwei bis drei Zehnerpotenzen höherem Widerstand allein ausschlaggebend. Für einen Vorwiderstand von $10^{13}\,\Omega$ tritt dagegen $R_{\ddot{U}}$ mit ein bis zwei Zehnerpotenzen geringerem Widerstand völlig in den Hintergrund und es ergibt sich damit eine fast völlige Unabhängigkeit von der Aktivität des Präparates. Die Kurven für die Vorwiderstände $10^{11}\,\Omega$ und $10^{12}\,\Omega$ stellen entsprechende Übergänge dar.

V. Schlußbetrachtung.

Die vorliegenden Untersuchungen haben offensichtlich werden lassen, welche Problematik man bei Messungen mit radioaktiven Potentialsonden im Auge haben muß, wenn Fehlschlüsse vermieden werden sollen.

Es sollen daher an diese Ergebnisse noch einige Gedankengänge und Nutzanwendungen für die Praxis luftelektrischer Messungen angeknüpft werden. Es ist nach obigem sehr vielversprechend, für eine Messung des luftelektrischen Feldes mittels Elektrometer, bzw. des meist verwendeten Benndorf-Registrierelektrometers eine Isolationsforderung von $10^{14}\,\Omega$ zu erheben. Man wird weitgehendst von den Einflüssen der Aktivität und auch des Windes frei. Welchen Kampf mit Spinnweben und der Luftfeuchtigkeit auch nur der Versuch kostet, diese Isolation zu halten, kann eigentlich nur der ganz ermessen, der ihn ausgefochten hat. Diese ist um so schmerzlicher, als bereits eine Verminderung der Isolation auf $10^{13}\,\Omega$ oder $10^{12}\,\Omega$, die nachts und im Winter bei hoher Luftfeuchtigkeit leicht eintreten kann, die ganzen in Abb. 8 und 9 aufgezeigten Änderungsmöglichkeiten entstehen läßt.

Handelt es sich in diesem Fall darum, den Isolationswert R_I vielfach höher zu halten als $R_{\ddot{U}}$, so wird bei der Bodenpotentialsonde nach Herath-Wenk dem Grundübel der Isolationsschwierigkeit radikal dadurch abgeholfen, daß der Sondenstrom an einem Widerstand von etwa $10^9\,\Omega$ mit einem Röhrenelektrometer gemessen wird. Da dann jedoch $R_{\ddot{U}}$ allein ausschlaggebend ist, tritt die starke Abhängigkeit von der Aktivität der Sonde und der Windgeschwindigkeit in Erscheinung. Die Abhängigkeit von der Aktivität läßt sich dabei einigermaßen durch Verwendung von x-Strahlern mit großer Halbwertszeit (HWZ) und zeitweiligem Nacheichen vermindern. Polonium ist wegen seiner geringen HWZ nicht sehr günstig, aber schon Radiothor mit etwa zwei Jahren HWZ ist schon sehr brauchbar. Besser — aber leider auch vielfach teurer — ist Ionium mit einer HWZ von 76000 Jahren. Leider bleibt dann aber eine starke Abhängigkeit vom Wind und die Unempfindlichkeit für hohe Spannungen. Wegen der Windabhängigkeit ist eine Verwendung der Anordnung zur Messung des normalen luftelektrischen Feldes nur sehr bedingt möglich. Für Messungen des gestörten luftelektrischen Feldes bei Schauern und Gewittern ist dagegen diese Anordnung sehr gut brauchbar und vom Verfasser im jahrelangen Dauerbetrieb erprobt. Bei solchen Wetterlagen herrscht meist Wind von mehr als 2 m/sec und Änderungen treten dann kaum mit mehr als 10% Meßfehler in Erscheinung. Dies ist

schon deswegen bedeutungslos, weil es sich bei den Untersuchungen über das elektrische Verhalten von Schauer- und Gewitterwolken weniger auf genaue Werte der Feldstärke, als vielmehr um ihren Verlauf handelt. Auch die Unempfindlichkeit für hohe Spannungen tritt hierbei nicht störend in Erscheinung, sondern es ist sogar angenehm, geringere Feldstärken mit größerer Amplitude zu registrieren als die sehr hohen Feldstärken, ohne einen anderen Meßbereich einschalten zu müssen.

Um die Methode mit dem Röhrenelektrometer auch für Messungen des normalen luftelektrischen Feldes brauchbar zu gestalten, hat der Verfasser die Spannungsteilermethode verwendet. Leider wird dann jedoch — wie oben schon erwähnt — die Amplitude bei Verwendung des durch den Gitterstrom der RV 12 P 2000 begrenzten Meßwiderstandes relativ klein. Die gleiche Methode, jedoch unter Verwendung einer Elektrometerröhre, wird für den gleichen Zweck von K. Burkhart, sowie H. W. Kasemir verwendet. Der Vorwiderstand beträgt dabei $3 \cdot 10^{11}\,\Omega$. Ein Blick auf die Abb. 8, 9 und 15 zeigt jedoch, daß die Abhängigkeit von den zur Debatte stehenden Faktoren noch so wesentlich ins Gewicht fällt, daß eine solche Anordnung für eine Absolutmessung des normalen luftelektrischen Feldes nicht unbedenklich verwendet werden kann.

Eine Möglichkeit für eine günstige Anwendung der Spannungsteilermethode sieht der Verfasser bei aerologischen luftelektrischen Messungen. In solchem Falle wird ein Ballon oder Drachen an einem guten Hanfseil in 1000 bis 2000 m Höhe gebracht. Am Ballon wird eine Radiothor-Sonde von 0,2 mCurie angebracht. Das Hanfseil selber dient als Vorwiderstand und wird mit dem Meßwiderstand eines Röhrenvoltmeters verbunden. Es könnte natürlich auch der Versuch gemacht werden, die Spannungsteilung durch Abgreifen eines Punktes des Seils in 10 bis 20 m Abstand vom unteren, geerdeten Ende zu erreichen. Einflüsse der Luftfeuchtigkeit auf das Seil wären vielleicht so auszukompensieren. Lassen wir einen Stromfluß von 10^{-9} Amp zu, so könnte man bei einem Isolationswiderstand des Seiles von $10^{13}\,\Omega$ bis $10^{14}\,\Omega$ Potentiale von 10 bis 100 kV messen. Ein Einfluß durch den Wind ist nicht zu erwarten, da immer mehr als 1 m/sec in diesen Höhen herrscht. Ebenso ist bei dieser hohen Isolation ein Einfluß der Aktivität der Sonde nicht mehr vorhanden.

Abschließend kann gesagt werden, daß noch manche Messung insbesondere im normalen luftelektrischen Feld zum Vergleich durchgeführt werden könnte, wie auch insbesondere Messungen bei Isolationswiderständen von $10^{14}\,\Omega$, die sich mit der verwendeten Meßapparatur nicht mehr durchführen ließen. Sie sollen noch in einer späteren Abhandlung erörtert werden.

Zum Schluß bleibt dem Verfasser die angenehme Pflicht, der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Unterstützung dieser Arbeiten, wie auch dem Meteorolog. Amt f. NWD, Hamburg, das den Windkanal für diese Untersuchungen zur Verfügung stellte, an dieser Stelle den Dank auszusprechen.

551.574.1: 551.508.91

(School of Cosmic Physics, Dublin Institute for Advanced Studies.)

Sampling of Condensation Nuclei by Means of a Mobile Photo-electric Counter.

By

L. W. Pollak and **T. Murphy.**

With 8 figures.

Summary. A motor van was equipped with an improved photo-electric nuclei counter and samples of condensation nuclei were taken during travels in Ireland on 19 days. Nuclei measurements were made at 15 places in the Dublin area and at 19 stations during two traverses of Ireland and at the Atlantic Coast. The new model of the counter and its accessories are described in detail and a working drawing of the counter given in order to facilitate standardisation and to enable the users to apply the same calibration table which may be obtained on request from the School of Cosmic Physics. The mobile laboratory used in the nuclei survey of Ireland is depicted and both its equipment and the procedure of measurement during travel, including the necessary precautions and possible sources of error, are discussed.

One noteworthy result deduced from observations made in polar air, is the uniformity of nuclei distribution over the whole of Ireland if contamination from nuclei produced by human activity is avoided. Another conspicuous feature, which was common to three consecutive days at the Atlantic Coast when there were passing showers in the morning, clearing afterwards and with the wind from the sea throughout, is the enormous fluctuation in the numbers of nuclei within a matter of minutes and from concentrations of about 100 nuclei per cm^3 up to as high as 206000 per cm^3 within three quarters of an hour.

Zusammenfassung. Ein Automobil wurde mit einem verbesserten photoelektrischen Kernzähler ausgerüstet und Messungen des Gehaltes an Kondensationskernen wurden in Irland während zahlreicher Meßfahrten an 19 Tagen vorgenommen; Kernzählungen wurden an 15 Orten im Gebiete von Dublin und an 19 Stationen während zweier Durchquerungen von Irland und an der atlantischen Küste durchgeführt.

Das neue Modell des Kernzählers und die erforderlichen Hilfsgeräte werden im einzelnen beschrieben und eine Werkstattzeichnung des Zählers gegeben, um die Standardisierung des Instrumentes zu erleichtern und zu

ermöglichen, daß die Benützer dieselbe Eichtabelle verwenden können, welche von der School of Cosmic Physics bezogen werden kann. Das mobile Laboratorium, das bei den Meßfahrten in Irland benützt wurde, wird abgebildet und seine Einrichtung, die Meßmethode, die notwendigen Vorsichtsmaßnahmen bei den Messungen und die Fehlerquellen besprochen.

Bemerkenswert ist das Meßresultat, daß die in Polar-Luftmassen gefundenen Kernzahlen eine große Gleichmäßigkeit der Kernverteilung über ganz Irland aufweisen, wenn Verunreinigung durch Kondensationskerne, welche von Industrie-Anlagen, Hausbrand oder Motorfahrzeugen herrühren, vermieden wird. Das andere hervorstechende Merkmal, welches an drei aufeinanderfolgenden Tagen an der Küste des atlantischen Ozeans bei Seewind, leichten Schauern am Vormittag und nachheriger Aufklärung beobachtet wurde, besteht in kurzzeitigen und außerordentlich großen Schwankungen der Kernzahl; so konnten an einem Beobachtungstage innerhalb $^3/_4$ Stunden Schwankungen von ungefähr 100 Kernen im cm^3 bis zu 206000 Kondensationskernen gemessen werden.

Résumé. Des mesures de la teneur en noyaux de condensation ont été faites en Irlande à l'aide d'un compteur de noyaux photoélectrique amélioré, placé sur une automobile qui effectua de nombreuses courses pendant 19 jours. Des dénombrements de noyaux furent faits en 15 endroits dans la région de Dublin et à 19 stations au cours de deux traversées de l'Irlande, ainsi que sur la côte atlantique.

On décrit en détail le nouveau modèle de compteur de noyaux et ses accessoires et on donne une épure de l'appareil afin de faciliter sa normalisation et de permettre aux usagers d'utiliser le même tableau d'étalonnage fourni par la School of Cosmic Physics. On représente le laboratoire mobile employé lors des trajets d'observation en Irlande et on discute ses installations intérieures, la méthode de mesure, les précautions à prendre lors des mesures et les sources d'erreur.

Comme résultat intéressant on peut signaler que le nombre de noyaux dans les masses d'air polaire présente dans toute l'Irlande une répartition très uniforme si l'on évite les endroits pollués par des noyaux provenant d'installations industrielles, du chauffage domestique ou de véhicules à moteur. Un autre résultat remarquable observé lors de trois jours consécutifs d'observation sur la côte atlantique, par brise de mer, faibles averses le matin suivies d'éclaircies, consiste en des variations rapides et extrêmement fortes du nombre de noyaux; c'est ainsi qu'un jour, en trois quarts d'heure, on a observé des variations allant de 100 noyaux par cm^3 environ à 206000 noyaux.

Introduction.

There were various reasons for equipping a motor van with a photo-electric nuclei counter and using this mobile laboratory for speedy travel in Ireland.

The senior author had, for several years, the intention to carry out nuclei measurements with the aid of this promising instrument in an aeroplane at various heights over land and sea and during a crossing of the North Atlantic. For these applications a particularly reliable version of the photo-electric nuclei counter previously described [*1*] was essential. Not only have we reconstructed the counter in the light

of these requirements but we also incorporated various improvements and adapted certain accessories for outdoor use and tested the whole equipment under difficult field conditions over 2000 miles in our van, on particularly trying roads. It may be stated that the equipment proved absolutely reliable and very convenient in operation.

The second aim was to reconnoitre Dublin and vicinity for the purpose of setting up a permanent station which is less affected by the influence and traffic of the City. There nuclei would be measured with the improved version of the photo-electric counter and the station would be equipped with a recording instrument which is now in course of development by the senior author and based on a different principle. Up to the present we are operating a station at 5 Merrion Square in the centre of Dublin. The observations there have been used [*2*] for deducing some relationship between condensation nuclei and meteorological elements. We were, however, fully aware that this station is only a stop-gap where many interesting problems could not be investigated at all and some results could only be obtained after careful and expert consideration since all observations are distorted or even submerged by huge quantities of nuclei produced by human activity.

The setting-up of recording nuclei counters at various points inside and outside the city for a limited trial period was not possible as there are no such instruments available for the time being. Neither was it feasible to operate a number of stations equipped with nuclei counters for eye readings at fixed hours, as nuclei counters of any design are expensive and require competent observers of some scientific standing. The obvious solution, therefore, under these circumstances is the mobile laboratory combined with a base station operated simultaneously with the field work. This method permits covering a large area in short time, revisiting points during the same day in order to eliminate to some extent the effect of a daily variation, and repeating measurements at the same place on days with different weather situations.

In such a way we surveyed the urban influence on nuclei concentration of large and small inhabited areas, studied the convectional and advectional type of the daily variation of condensation nuclei in localities little contaminated by artificial nuclei sources, the dependence of the number of nuclei on air mass, wind, altitude, surf and tide, and we collected valuable experience for our future programme.

Improved Version of the Photo-Electric Nuclei Counter.

In order to conserve the calibration [*1*], the principle and dimensions of the photo-electric nuclei counter were strictly adhered to.

The counter (Fig. 1) consists of a vertical cylindrical metal chamber (*15*) lined with moist blotting paper (not shown in the Figure), closed airtight at both ends by means of thick glass plates (*12*, *21*), fitted with a light source (*5*) at the upper end and a barrier layer cell (*22*) at the lower. A sample of air containing the nuclei to be counted is drawn through

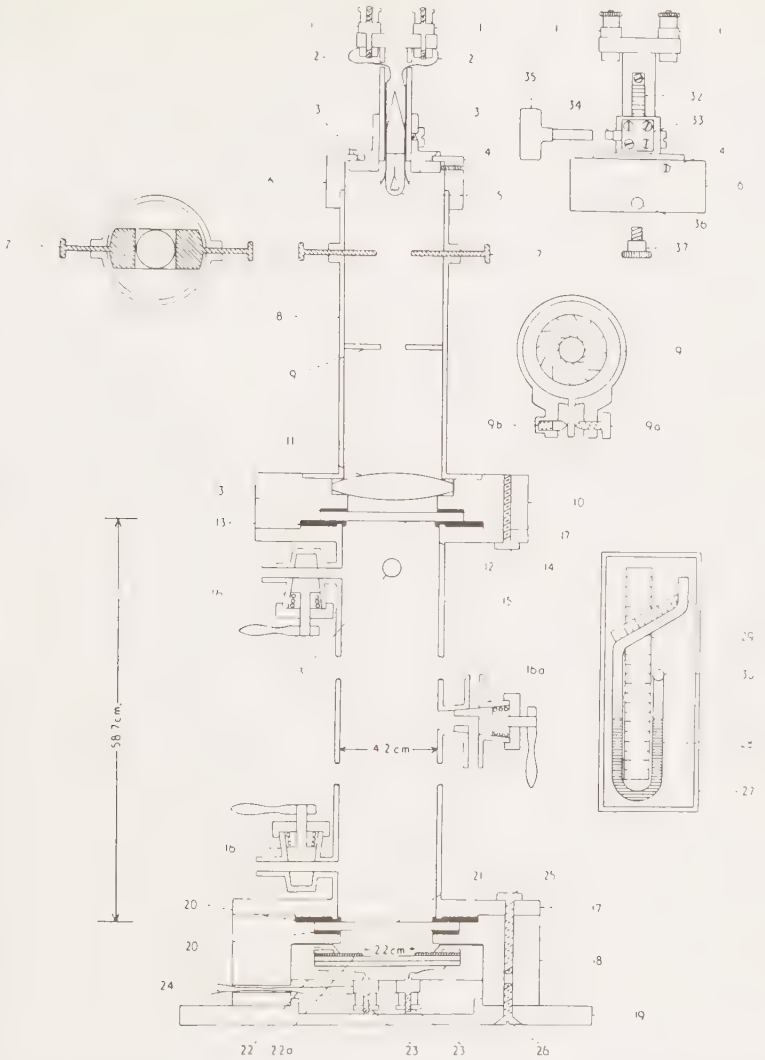

Fig. 1. Diagram of photo-electric nuclei counter. *1* Terminals for lamp; *2* Connecting wires for lamp; *3* Spring contacts; *4* Centreing screws (three) for lamp housing; *5* Lamp; *6* Adjustment housing; *7* Shutter for testing zero; *8* Lamp house; *9* Iris diaphragm; *9a* Adjustment screw for iris; *9b* Spring-loaded plunger; *10* Upper sealing house of cloud chamber; *11* Condenser lens; *12* Glass plate; *13* Upper rubber seals; *14* Clamping screws (three); *15* Body of cloud chamber; *16* Taps, two one way (16) one two way (16a); *17* Sealing flange; *18* Lower sealing house of cloud chamber; *19* Base plate; *20* Lower rubber seals; *21* Glass plate; *22* Barrier photo-cell; *22a* Circular diaphragm; *23* Photo-cell terminals; *24* Leads from photo-cell; *25* Clamping screws (three); *26* Base screws (three); *27* Manometer house; *28* Mercury manometer; *29* Scale; *30* Connection to chamber; *31* Connection for manometer; *32* Rack for lamp adjustment; *33* Pinion; *34* Pinion spindle; *35* Key; *36* Porthole for light inspection; *37* Screw plug for porthole.

the chamber (via the two taps *16*) for a sufficient time to ensure that the previous content is completely removed. Air, reliably purified by passage through a large cotton wool filter, is then pumped into the chamber via the two-way tap (*16a*) until a selected over-pressure of 16 cm mercury is reached. A manometer (*27* to *29*) is connected permanently to the chamber (from *30* to *31*). The lining of damp blotting paper produces, after 1 minute, saturation of the sample with water vapour. Now a reading I_0 is made of a galvanometer which measures the current from the barrier layer cell illuminated by the lamp (*5*) through a lens (*11*). An adiabatic cooling (equivalent to an expansion of $\frac{76+16}{76} = 1.21$) is produced by turning the two-way tap (*16a*) into its second position, releasing the overpressure. A fog forms in the chamber around the condensation nuclei and the galvanometer pointer moves rapidly to a new position the reading I of which is noted. The concentration of nuclei is then determined from the ratio $100\,(I_0 - I)/I_0$ (i. e. the percentage of light cut off by the cloud) by reference to the calibration carried out previously. This calibration was based on simultaneous readings under constant conditions of an Aitken pocket counter and the photo-electric nuclei counter.

The most important improvements over the earlier versions of the counter are as follows:

The three parts of the counter – lamp house (*8*), chamber (*15*) and housing of barrier photocell (*18*, *19*) – are now constructed in such a way that each part is easily accessible, each can be dismantled and reassembled in a few minutes and, what is of great importance under field conditions, any component may be inspected without disturbing the rest of the instrument. As examples: the cleaning of the glass plate *12* requires only removing the three clamping screws *14*; the cleaning and treating with an anti-mist preparation of the glass plate *21* requires removing the three clamping screws *25*; the inspection of the photocell or its terminals is similarly possible by unscrewing the three base screws *26* without interfering with any other part or component of the instrument.

The speed and convenience with which the instrument can now be dismantled and reassembled is greatly increased by the complete reconstruction of the sealing arrangement and the use of vacuum taps (W. Edwards & Co. London: No. 407 and No. 411) which keep the overpressure reliably constant during the time required for saturating the air sample with water vapour even though these taps are designed principally for under-pressure chambers. The lamp can now be centred by three screws (*4*) and focussed by rack (*32*) and pinion (*33*), and its proper lighting checked through a porthole (*36*). In order to test the zero of the galvanometer without switching off the lamp, a sliding shutter (*7*) has been built in. An iris diaphragm (*9*) with a spring loaded fine adjustment screw (*9a* and *9b*) has been introduced. The final setting of the galvanometer pointer to the initial value I_0 which for convenience is always chosen as 100 on the galvanometer scale, is now carried out by very small adjust-

ments of the aperture of the iris instead of by a sliding resistance as previously. There is also in the light circuit a fixed resistance (5 ohms).

The following additional remarks may be helpful:

1. We are employing Post Office Telephone bulbs Lumax G V. 6 Volt. 1.8 Watt (Ceag Ltd., Barnsley, Yorks.) so that a Sangamo Weston Ltd. (Enfield, Middlesex) Model S 82 Microammeter (range 0–15 microamps., coil resistance nominally 1300 and actually 1118 ohms, zero on lefthand side of scale, sensitivity 1.10^{-7} amps. per division) can be used for the measurements instead of a reflex spot galvanometer (Cambridge Spot Galvanometer, coil resistance 450 ohms, sensitivity 6.10^{-9} amps. per mm) which was previously necessary with bulbs of only 0.3 watts.

2. We use an airflow of 5 litres per minute which is measured by a rotameter (of the Rotameter Manufacturing Co., Portsland, Sussex). As the volume of the cloud chamber of the counter is at most 820 cm^3, in two minutes a volume of the air equal to 12 times the volume of the chamber is drawn through the counter and in three minutes 19 times the volume. Generally we have taken two minutes, but on occasions when we have moved from localities with impure to those with pure air we cleaned the chamber for three minutes.

3. Two further improvements are under consideration. The replacement of the mercury manometer by a metal manometer and the ordinary glass plates (*12* and *21*) by plates of conducting glass which can be heated by the passage of an electric current to remove water droplet films produced by condensation when warm air samples are drawn through the cold instrument (e. g. by quick descent from higher levels) or by deposition after many expansions of the cloud chamber.

4. The photocell is an "Eel" (Evans Electro Selenium Ltd., Harlow, Essex) selenium barrier layer cell the effective area of which is reduced by the addition of a diaphragm directly above the sensitive surface (*22a*). Although we have increased the light intensity at the photocell from approximately 0.1 foot candle to 1.0 foot candle, so that the maximum output current (I_0) is now 10 microamps. as against 0.6 microamps. previously, and substituted for a galvanometer with a coil resistance of 450 ohms one with 1118 ohms, the response of the photocell is still linear as an inspection of the output curves of a (45 mm) "Eel" cell will show.

5. We have compared in the laboratory, over a wide range of extinctions two identical counters of the improved version, one fitted with a bulb of 1.8 watts and its photocell connected to the Sangamo Weston galvanometer, the other equipped with a bulb of 0.3 watts and a Kipp & Zonen portable galvanometer A 75 (internal resistance 450 ohms, period undamped 3.5 sec., 1 mm deflection at 1 meter produced by 0.3 to $0.7 \cdot 10^{-9}$ amps.) and we found very good agreement indeed. The differences did not exceed one division of the galvanometer scales (1 per cent of I_0) and are, in our opinion, partly due to random errors of sampling, although we have drawn the contaminated air from the *same* source with equal flow (checked with rotameters) through the two counters, partly to slight difference in the two unmatched photocells used and chiefly to the consider-

able difference in the periods of the two galvanometers employed. A closer examination of this point may be left to a special investigation, since our present work is independent of these slight fluctuations. All our measurements were carried out with the same photo-electric counter (No. 2) keeping the intensity of the light source constant so that they are strictly comparable within the limits of accuracy attainable with this method.

The Mobile Laboratory Used in the Nuclei Survey of Ireland.

The interior view is presented in Fig. 2 which depicts the equipment and its arrangement. The sample of air containing the nuclei is drawn into the counter through a short horizontal metal tube (length $5^1/_8$ inches)

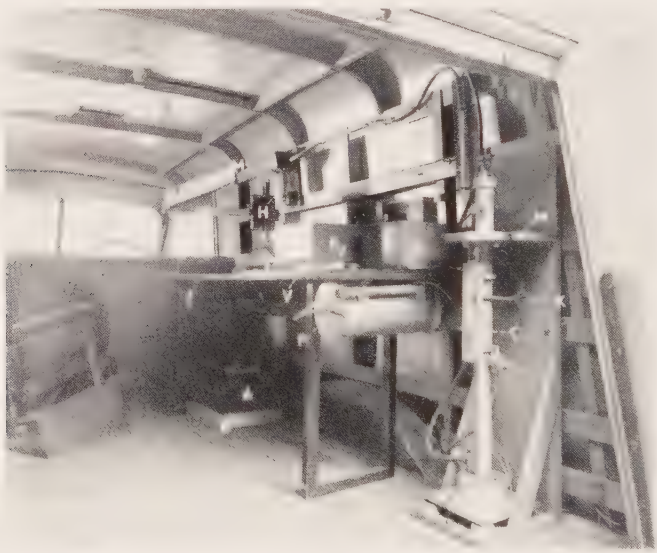

Fig. 2. Interior view of mobile laboratory.

of a light head which is mounted on the top of a vertical metal tube of $28^1/_8$ inches in length. The diameter of the tubes is $1^1/_{16}$ inches. The head rotates freely on ball bearings and a vane keeps the horizontal tube facing the direction from which the wind is coming. The head and vertical tube are mounted in an airtight socket (length $1^5/_8$ inches) in the roof of the van. The socket, which protrudes through the roof of the van, is connected by 44 ins. rubber tubing of $^3/_8$ inches internal diameter to the upper tap (*16* in Fig. 1) of the cloud chamber (*C* in Fig. 2) of the photo-electric nuclei counter. The lower tap of the cloud chamber communicates through a vessel partly filled with a drying agent (silica gel), which is not shown in Fig. 2, over a rotameter (*R*) with a miniature fan machine (*M*) operated by a 6 volt accumulator of 140 ampere-hours capacity. The fan (VBM. 2 – AH of the Air Control Installations Ltd.,

Ruislip, Middx.) running at approximately 4500 r. p. m. produces with the wind vane and approximately 12 feet of tubing 5 liters per min. air flow. The lower nozzle of the central two-way tap (*16a* in Fig. 1) is connected by rubber tubing with the filter (F) and the hand operated pressure pump (P) in series.

Box B_1 accommodates a small resistance box for the light circuit on the lid of which is mounted its switch. Box B_2, with a removable lid (L) houses the galvanometer (Sangamo Weston, see previous Section); it is padded with thick sheets of foam rubber and screwed to four flexible antivibration mountings (V). Boxes B_1 and B_2 (the latter via the antivibration mountings) are fastened to the table T. With this shock-proof mounting and with the spring-loaded jewel bearings of the moving system, the Sangamo Weston Model S 82 portable galvanometer stood up magnificently to all the abuses during the often very rough travels. Similarly, the base of the nuclei counter is shock-proof mounted and its upper end is clamped in a wooden frame (W) which is lined with thick foam rubber. The wooden stand holding the counter is screwed to the floor and to the side of the van.

The rubber tube which connects the manometer with the cloud chamber is compressed by the pinch-cock (K) during travel in order to prevent the spilling of mercury.

In the background, on the table a hand driven Assmann hygrometer (H) of C. F. Casella & Co., London, is visible which is now replaced by a Barrage Balloon Resistance Psychrometer kindly lent by the Meteorological Office, London. Under the table the two accumulators (A) for operating the fan and feeding the lamp of the counter are accommodated.

When measuring nuclei in a motor driven van it is first of all necessary to eliminate the influence of the combustion gases of the motor. Many tests which we carried out showed that with our arrangement the measurements are not affected by the motor even when they are taken in light wind and immediately the car has stopped after long drives. This was proved beyond doubt by our observations on the 27th July 1951 at the Atlantic Coast near Quilty when the counts of nuclei made about three minutes after one hour's journey were less than 25 per cm^3. According to our experience no adverse effect is possible in winds greater than force two (Beaufort scale). As a precaution, however, we have either delayed taking the observations a few minutes after stopping the car or have discarded any suspected values obtained at the beginning of a series of observations.

Measurements with and without wind vane indicate no loss of nuclei, or, more precisely, the loss is considerably smaller than the inherent fluctuations of the nuclei contents in the open. There is of course an unavoidable loss of nuclei in the whole system of 35 inches length of metal tubing and 44 inches rubber hose from the intake up to the photo-electric counter but this affects only the absolute values of the nuclei concentration in which we are not interested at the moment. All our measurements were made with the same tubing.

We have then to consider the influence of altitude and ambient temperature as our photo-electric counter was calibrated at 76 cm basic pressure with an over-pressure of 16 cm mercury (for producing adiabatic cooling) and at room temperature. In agreement with laboratory tests, experiments made during our field work in air with rather constant nuclei content have confirmed that the measurements with the photo-electric counter are not sensitive to pressure variations. In addition, our travels ranged between sea level and generally not more than five hundred feet altitude; in a few cases which will be discussed separately, we observed at 1700 feet. Finally, we have to assess the influence of changes in ambient temperature, and its deviation from the room temperature prevailing at the time of calibration [*1*] of the photo-electric counter. There exists no experimental investigation of this factor so far. Since, however, the saturated air is expanded adiabatically in the counter, a deviation of $\pm 5^\circ$ C from the calibration temperature influences only insignificantly the drop in temperature during expansion and the character of the fog droplets in the chamber.

Organisation and Procedure of Measurements.

In accordance with the problem which we intended to investigate, a route plan was worked out, and the area to be visited was reconnoitred for the most suitable site. During the field work of the mobile unit, continuous observations were carried out at the base station in Dublin (School of Cosmic Physics. 5, Merrion Square) with an identical photo-electric counter (No. 1) at intervals of a few minutes or at fixed hours between 9 a. m. and 6 p. m.

In the field the car was stopped at the selected point and the wind vane, if used as intake, fixed in its socket on the roof of the car. Air to be sampled was drawn through the counter for 2 or $1^1/_2$ minutes with a flow of 5 litres per minute. Then, an overpressure of 16 cm mercury was produced by pumping pure air into the chamber and one minute allowed to elapse for saturation of the contents of the chamber. During this waiting interval the adjustment of the galvanometer setting to $I_0 = 100$ was carried out with the aid of the iris diaphragm. Then the expansion was made by releasing the overpressure and the final position I of the galvanometer pointer read.

The instrument proved remarkably constant even under exacting field conditions. The small adjustments of the initial setting necessary on account of light fogging of the sealing glass plates or deposits of a few water droplets on them, did not in general exceed ± 1 division of the galvanometer scale and in very many cases they were less than $\pm {}^1/_2$ division.

Regular tests of the filter and of the airtightness of the chamber were carried out. In not a single case was a leakage of the cotton wool filter or of the cloud chamber observed, although several times the test for airtightness, particularly after dismantling and reassembling the counter, was extended over three minutes or more.

Due to the large number of observations each day the counter was replenished with distilled water approximately every second day, the

sealing glass plates of the chamber inspected and, when necessary, cleaned, in operation which, including the test for airtightness after reassembling the counter, took about 10 minutes.

Fig. 3. Map of Dublin Area with contour lines at 500 foot intervals showing the 15 stations visited.

When interesting results were anticipated, measurements were taken at intervals of three minutes and under constant nuclei conditions very good agreement between individual observations was obtained.

Stations.

Nuclei measurements were carried out at 15 places in the Dublin area (see Fig. 3) on 9 days in May and June 1951 and at altitudes ranging from sea level to 1800 feet. These stations were situated in the courtyard

of a City house (*1*) with much traffic in the neighbouring streets, in the spacious grounds of a College (*5*) in the suburbs of Dublin, in the grounds of a house (*6*) in a suburb consisting chiefly of dwelling houses along the coast, in or near a small coastal village (*14*, *15*), at Ballinagee (*10*) on the outskirts of the small inland village Enniskerry, directly at the coast near Dublin (*2*, *3*, *4*) and 100 yards from the beach at Six Mile Point (*13*) 16 miles distant from Dublin and finally at five places (*7*, *8*, *9*, *11*, *12*)

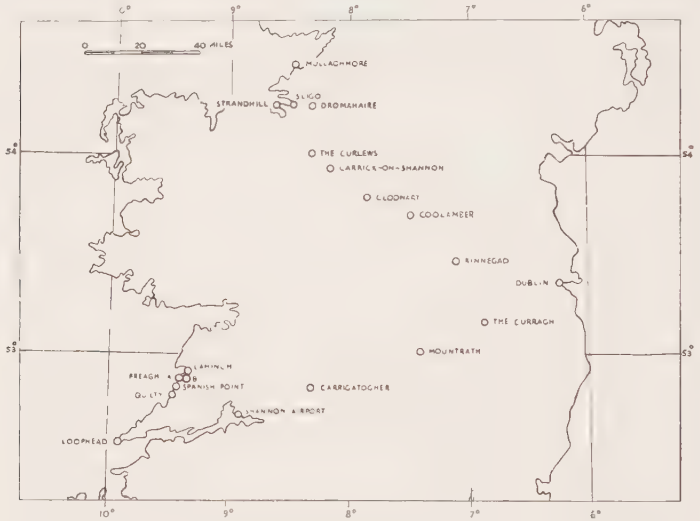

Fig. 4. Stations at which nuclei were measured during traverses of Ireland.

all but Station *8* in the practically uninhabited Wicklow mountains, most of them shielded by mountains (with peaks up to 2700 feet) against contamination from Dublin.

During the two traverses of Ireland (27th to 29th June and 16th to 20th July, 1951) measurements were taken at 19 places (see Fig. 4). When measuring on the road we avoided the influence of passing motor vehicles or measured on by-roads without traffic and well outside towns or villages. At the coast stations (Mullaghmore, Strandhill, Lahinch, Freagh A and Quilty) the distance to the sea was never greater than say 50 yards. The surroundings of the stations Mullaghmore and Quilty are very thinly populated, the few houses in these areas are widely separated, and no industry or large town is closer than 10 miles. During our observations at these coastal stations the wind was blowing from the Atlantic and we made sure that if there was any house visible in the area no smoke was rising from the chimney or, if there was, that any influence of nuclei produced by human agency was impossible.

Altogether about 900 measurements were made during the 17 days.

Results.

I. Dublin Area. The observations on the 17th May, 5th, 6th and 7th June 1951 were made in continental polar air, those on the 16th and 24th May and 13th, 18th and 19th June 1951 in maritime polar air mass. On the 16th and 17th May Ireland was lying in a saddle of a large anticyclone between two centres of high pressure, each of 1024 mb, one to the NNE the other to the SW. On the 6th June, 1200 G. M. T. the pressure distribution which is characteristic for the period 5th to 7th June shows a High of 1028 mb N of Ireland, a Low of 988 mb WSW, so that easterly winds prevail over the area under investigation. The average concentration (Z) per cm^3 together with the absolute maximum (M) observed are given in Table 1. This table is intended only to help grade

Table 1. *Nuclei Concentration (Z/1000) in Dublin Area.*

Station	Air Mass						
	Continental Polar			Maritime Polar			Polar
	Average	Max.	Prev. Wind	Average	Max.	Prev. Wind	Average
1	40.9	58.7	ENE	64.7	147.1	NNW to ESE	52.8
2				9.7	11.1	–	9.7
3	6.3	12.2	NE to SE	9.4	9.8	NNE	7.8
4				10.9	11.9	—	10.9
5	12.4	18.8	E	14.6	26.1	—	13.5
6	26.0	36.8	Calm				26.0
7				0.8	1.1	NNE to E	0.8
8	13.9	14.4	E				13.9
9	6.4	7.2	SE				6.4
10	8.7	10.4	—				8.7
11				1.0	2.8	SE	1.0
12				1.4	2.7	S	1.4
13				0.9	2.0	SSW to SSE	0.9
14				2.0	2.7	—	2.0
15				8.3	12.1	—	8.3

the various sites; we believe, however, that the samples combined give at least a relative significant picture. The figures indicate a slightly higher average and maximum nuclei content in maritime polar air than in continental polar air at Dublin, Howth and Rathfarnham but no significance can be attributed to this small difference in concentration. If we arrange the stations according to the average concentration in polar air, disregarding the distinction between continental and maritime, we obtain the following series:

52.8 (*1*), 26.0 (*6*), 13.9 (*8*), 13.5 (*5*), 10.9 (*4*), 9.7 (*2*), 8.7 (*10*), 8.3 (*15*), 7.8 (*3*), 6.4 (*9*), 2.0 (*14*), 1.4 (*12*), 1.0 (*11*), 0.9 (*13*), 0.8 (*7*).

These figures in spite of their chance element, if we follow the station numbers (given in brackets) on the map (Fig. 3) show the influence of human activity on the concentration of nuclei. In the centre of Dublin

City 53000 nuclei per cm³ are recorded, while in the clean air of the Wicklow mountains 12 miles distant we get less than 1000. This contamination of the air by man-made nuclei becomes the more striking if we quote single observations from our records. Upwind of a small holiday resort (*14*) we observed on the 13th June 1951, between 14.53 h to 15.04 h G. M. T. only an average of 1960 nuclei per cm³ (Max. 2700, Min. 1100), whereas in the lee a few minutes later the average had risen to 8300 (Max. 12100, Min. 4600).

Another noteworthy feature is the great uniformity of the nuclei content over rather large areas in these polar air samples with wind from the sea if contamination by artificially produced nuclei is negligible, and also almost the absence of a lapse-rate in nuclei concentration over several hundred feet of altitude difference. On 16th May 1951 between 1200 and 1500 G. M. T. e. g. we observed with NNE wind of force 3–4 between sea level and 500 feet altitude (at Stations *2*, *3* and *4*) an average of 10000 nuclei per cm³. This uniformity holds also over larger areas as the observations made on 13th June 1951 show (Table 2).

Table 2.

Station	Altitude (feet)	G. M. T.	Z/1000			Wind (Beauf. Scale)	Weather
			Aver.	Max.	Min.		
11	1500	10 01–10 29	0.325	0.360	0.280	SE 3–6	in cloud
11	1500	10 33–11 24	—	—	—	—	heavy rain
11	1500	11 27–11 40	0.165	0.180	0.150	SE 3–4	slight drizzle
12	660	12 24–12 50	0.390	0.450	0.360	S 3–4	very slight drizzle
13	60	13 26–13 58	0.510	0.650	0.450	SSW 4–5	overcast, later partly cloudy

The town influence on the nuclei concentration is clearly shown by Fig. 5, which gives the variation with wind direction. This figure is based on only 114 sets of observations during June and July in 1951 when pollution from dwellings within a small radius of Station *1* is much reduced. We consider the shape and eccentricity of the rose, which agrees well with the eccentric situation of Station *1*, to be due to contamination of the air currents according to the length of their paths over the built-up area of Dublin.

Two series of observations at Station *7* in the Glencree valley have not been included in the statistics above as they require separate treatment. Station *7* is almost due south of Dublin City (*1*) and the distance between these two stations is about 11 miles. The Glencree valley trends towards ESE. Except where it opens to the sea, it is surrounded by hills rising to a height of 1800 feet or more, particularly on the south side. Towards the east, the valley is blocked to some extent by the 1130 foot high Knockree hill, and further to the east, 4 miles distant from Station *7*,

by the Great Sugar Loaf. Station 7 is situated on the southern face of the valley at a height of about 750 feet above sea level. The valley is very thinly populated and the direct contamination from sources such as domestic fires is negligible [9]. There was, however, at the time of our measurements the possibility of pollution from small turf fires in the open and a danger of considerable contamination from gorse fire.

We observed here on the 6th June 1951 with clear sky, NE wind of force 2 and haze, probably produced by a fire on the Sugar Loaf, between 0948 and 1108 G. M. T. concentrations up to 36000 nuclei per

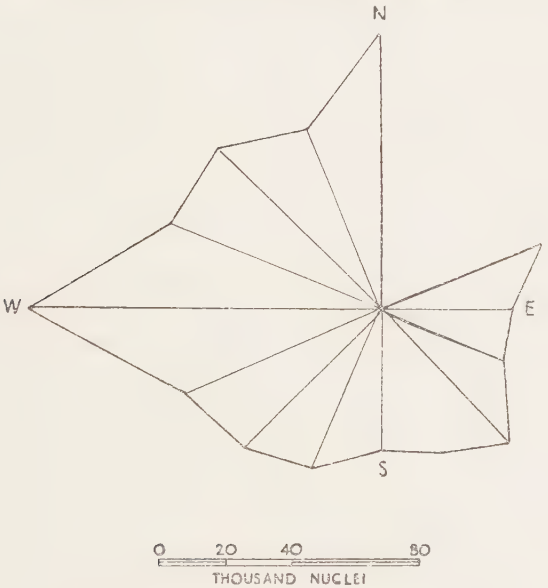

Fig. 5. Nuclei-rose for Dublin City in June and July 1951.

cm^3, a value which dropped quickly with veering and freshening wind (E and SE 3). At 1300 G. M. T. we counted only 4580, and the average of 14 measurements between 1322 and 1515 G. M. T. was 3040, the minimum being only 2265. It can be assumed that this low count persisted, since between 1923 and 2000 G. M. T. the average nuclei content was 2520, the maximum 3343, the minimum 2018.

The opinion that the high count in the morning hours is due to an accumulation of nuclei from a not too distant source is supported by the observations on the next day at the same station when the constantly rising nuclei figures could be correlated with increasing haze which, with a light ENE wind, was carried up the valley. The cause was eventually traced to a gorse fire on the East face of Carrickgollogan at a distance of six miles from our observational post.

II. Dublin-Sligo Traverse and Sligo Area. The traverse from Dublin to the Atlantic coast near Sligo (Fig. 4) was carried out on 27th June 1951;

the return journey over the same route took place on the 29th. On 28th June observations at the Atlantic Coast and in the Sligo area were made. From the 27th to 29th June Ireland was under maritime polar cold air mass. The condensed results are shown in Table 3.

Table 3.

Station	G. M. T.	Wind	Average $Z/1000$		G. M. T.	Wind
			27. VI.	29. VI.		
Dublin City.	08 24	WNW 3	67.1	30.6	16 45	ESE 2
Kinnegad ..	09 19–09 33	W 1–2	3.1	3.6	15 11–15 20	Calm
Coolamber .	—	—	—	1.7	14 06–14 14	Calm
Cloonart ...	10 57–11 09	—	1.0	1.6	11 43–11 57	Calm
Carrick.....	11 52–11 59	W 1–2	1.7	0.9	10 48–10 54	Calm
Curlews	13 30–13 38	NE 2–3	13.5	0.9	09 30–10 02	NNW to NE 1
Strandhill ..	14 49–14 58	WNW 3–4	0.3	0.9	08 04–08 19	NW 1
Mullaghmore	17 48–19 16	NW 2	0.4	—	—	—

On 28th June, between 0839 and 1200 G. M. T. with NW to W wind of force 1 or less we found on the Atlantic coast at Mullaghmore an average of 250 nuclei/cm^3, the lowest value was 219, the highest 287. In the afternoon (1625 to 1712) of the same day at the same spot the average was 603. This increase was already noticeable in the early afternoon at Strandhill and at Dromahaire beside Lough (Lake) Gill ($Z = 930$).

Summing up the observations in *polar air* which have been confirmed by measurements on a later occasion, we consider the most striking feature to be the *uniformity* of nuclei distribution over the whole width of Ireland when contamination from nuclei produced by human activity is avoided. Only three to four hundred meters from a much frequented highway the low nuclei concentration which we found in isolated localities may be obtained if appropriate precautions are taken. The higher values can be explained by the neighbourhood of dwellings, as in the case of Kinnegad, or by valley wind which prevailed at the Curlews on the 27th June.

III. Dublin-Quilty Traverse and Atlantic Coast. The measurements taken during the travel from Dublin to Quilty on the 16th July 1951 in maritime polar warm air of an anticyclone confirmed our previous results. The centre of this anticyclone (1032 mb) was SW of Ireland, the wind direction was W to SW. We found either close agreement (Lahinch, 1524 to 1547 G. M. T. with WSW 2–3: $Z = 427$) or the same order of magnitude.

The measurements made at Quilty on the Atlantic Coast on 17th, 18th and 19th July together with the simultaneous weather observations are presented in Figures 6 to 8. On top of each bar representing the nuclei concentration in Fig. 6 and 7 are entered: cloudiness in tenths, type of cloud (L = low cloud), sunshine ($\odot_2$ = bright sunshine); drizzle, rain, rain and drizzle in distance were plotted by using the conventional symbols.

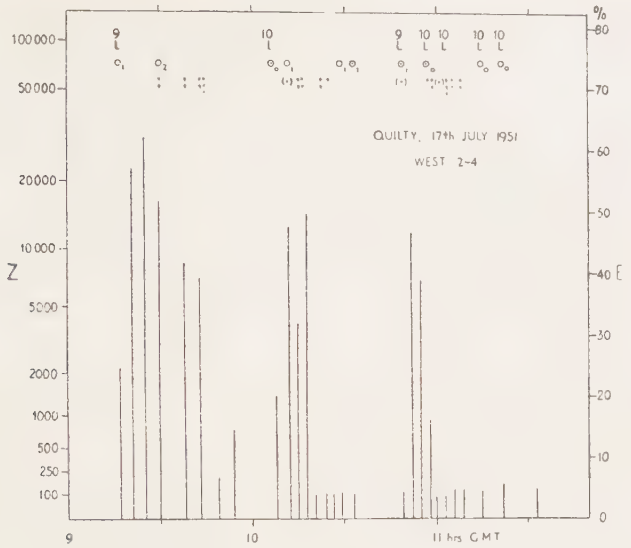

Fig. 6. Variation of nuclei concentration at the West Coast of Ireland on 17th July 1951. Z = Number of Nuclei/cm^3, E = Extinction (%).

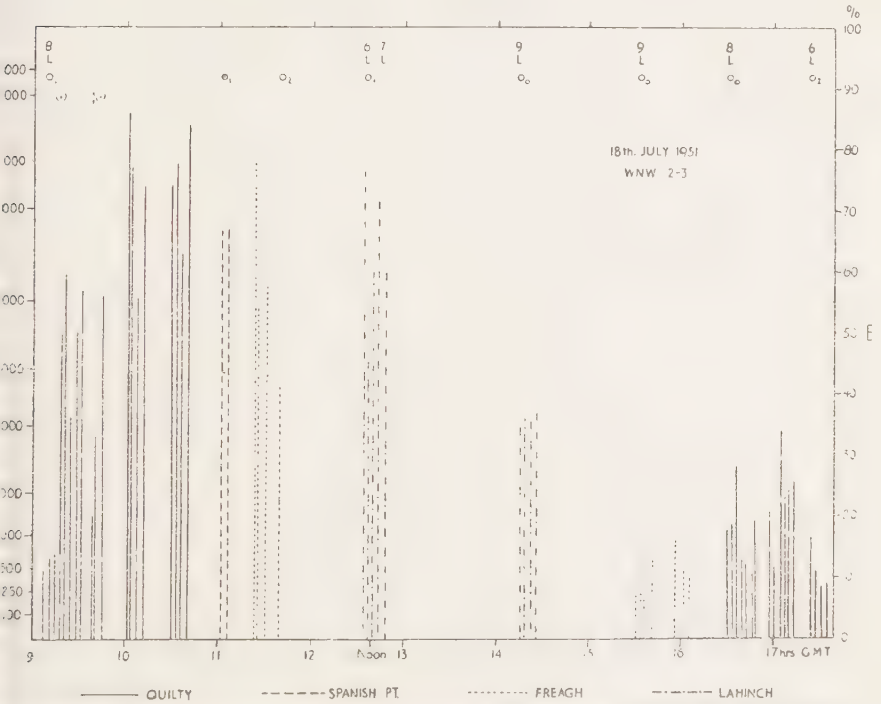

Fig. 7. Variation of nuclei concentration at the West Coast of Ireland on 18th July 1951. Z = Number of Nuclei/cm^3, E = Extinction (%).

The most conspicuous features common to these three consecutive days during weather which might be described as "passing showers at the Atlantic Coast" in the morning and clearing afterwards, are the spasmodic increase in the numbers of nuclei within a matter of minutes and the increase in concentrations from about 100 nuclei per cm^3 up to as high as 206000 per cm^3 within three quarters of an hour e. g. on the 19th July 1951 (Fig. 8).

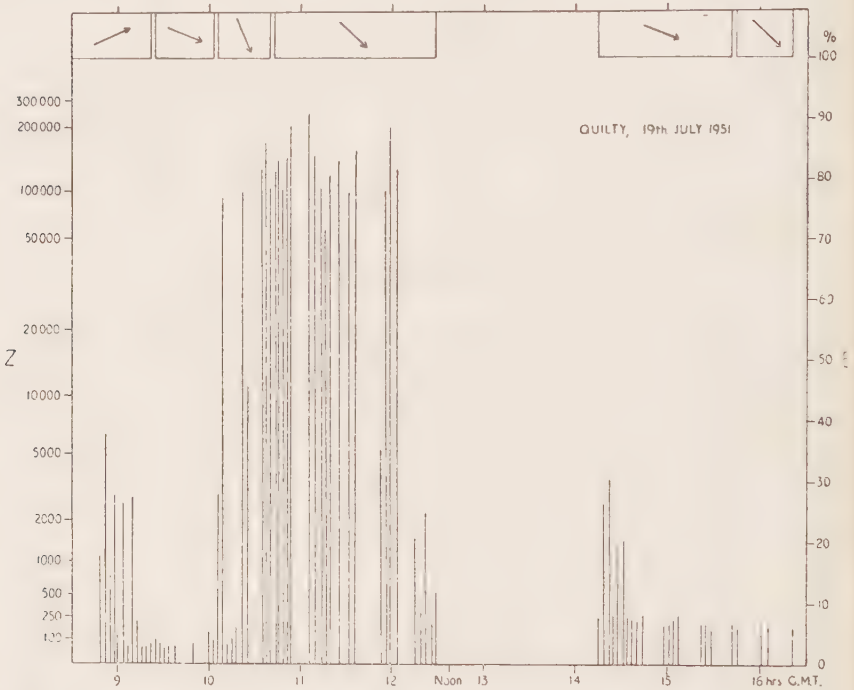

Fig. 8. Variation of nuclei concentration at the West Coast of Ireland on 19th July 1951. Z = Number of Nuclei/cm^3, E = Extinction (%).

The following remarks may be useful for the discussion of these observations at Quilty:

17th July 1951 (Fig. 6). *Maritime tropical air mass;* no change of air mass during the day. The pressure distribution has not changed from 16th, only the warm front which appears west of Ireland on the weather map of the 16th has passed in the night.

18th July (Fig. 7). Change from maritime tropical air mass to *modified maritime polar cold air mass.* The change took place at Quilty approximately at 0500 G. M. T. But tropical air was still aloft. The thickness of polar cold air, extrapolated from the tephigram at Valentia Observatory, is estimated for Quilty at 3000 to 4000 feet. Quilty was lying on the fringe of an anticyclone (centre 1032 mb) SW of Ireland.

19th July (Fig. 8). *Tropical air*, slightly modified to maritime polar warm air. According to the weather map no change in air mass throughout the whole of 19th took place and in vertical direction the same air mass existed. Ireland's position relative to the Anticyclone, whose centre pressure has decreased by 4 mb, is unchanged.

20th July. Tropical air is now so modified as to be described as *maritime polar* warm air. The change took place gradually from the day before, and from 0800 G. M. T. and throughout the whole day Quilty, lying almost at the centre (1024 mb) of the anticyclone, was covered by homogeneous maritime polar air.

All observations at the coast during 17th to 20th July were made with wind from NNW to WSW.

The sequence of weather and the associated nuclei concentrations on 19th July 1951 when observations were made at Quilty during the whole day were as follows:

From 0848 to 1003 G. M. T. drizzle or light rain alternated with dry periods, the wind up to 0938 was WSW 2 veering to NW 2-3 between 0950 to 1003. The concentration of nuclei fluctuated in this interval between less than 90 nuclei per cm^3 and 6549 (see Fig. 8). At 1006 G. M. T. rapid clearing started, but at 1019 drizzle was recorded, the sun came through for a very short period at 1022; between 1034 and 1054 drizzle was again observed, the foggy air disappeared at 1119, but up to 1203 the sky was overcast with a very thin layer of lifted fog. As can be seen from the arrows plotted along the top of Fig. 8 the prevailing wind direction in this interval was first NNW, later NW, and the wind force 3 to 4. It was during this period (1006 to 1203 G. M. T.) of changing weather conditions that the great fluctuations in nuclei concentrations ranging from 104 nuclei per cm^3 (at 1012) to 205966 (at 1054) occurred.

From 1216 sunshine, first weak later bright, was recorded, and at 1415 only $^4/_{10}$ Ci, Acu and Cu were observed. During this warm, sunny afternoon with blue sky and good or very good visibility an average of 218 nuclei was measured.

On the next morning between 0814 and 0943 G. M. T. at the same spot with wind NNW 1 to 2 in thin wet fog and later with a stratus layer overhead at 800 feet we measured extinctions down to 0.6%, the largest extinction being 3.0%. Since our photo-electric counter is not calibrated for such low extinctions we can only give as estimate of the minimum concentration 15 nuclei per cm^3.

The account of the spasmodic and enormous variation in nuclei concentration given above was intentionally kept purely descriptive since the discussion, which follows, contains certain hypothetical elements. The first point to be considered is of course whether the phenomenon is due to a failure of the instrument and accessories used or to contamination produced by human activity (domestic fires, ship traffic) in close vicinity to the nuclei counter. These causes can be excluded with absolute certainty considering the apparatus and method of observation employed and only one measurement with this photo-electric nuclei counter is

sufficient to give a representative value of the air sampled and the relative accuracy is high. Furthermore, it should be noted that only on rare occasions were such high values obtained in the centre of Dublin City with all its sources of artificial pollution and never such a range during one day. The phenomenon cannot be attributed to different air masses since it was observed in both *polar and tropical air*. Apart from the fact that in summer the life history for these two air masses arriving at the West coast of Ireland is not essentially different, it is generally accepted that the nuclei content of an air mass depends chiefly on the supply of nuclei during the last stages of travel and in our case the polar and tropical air arrived directly from the Atlantic Ocean. It is also well known [*3*] that the nuclei content in polar and tropical air under similar conditions is not essentially different. Where differences have been found, they have been traced to a different path of the air masses or to different accompanying weather conditions. But even if we assume a different air "plankton" in the two air masses at their far distant sources, their long travel over the North Atlantic along over almost identical surfaces should have equalised their nuclei content to such an extent that the enormous spasmodic variations observed cannot be attributed to the air masses.

We may therefore exclude artificial pollution produced close at hand and advection of nuclei due to air masses and also the production of nuclei by aerodynamic forces in the light showers during our observations because even in a torrential rain only an increase of the nuclei content from 6000 to 12000 per cm^3 has been observed [*4*]. We did not find any connection between the concentration of nuclei and sea spray which varied considerably from place to place and from time to time.

Thus, everything points to a local but natural source of production of nuclei along the coast, in close vicinity to our station. This opinion is supported by the fact that between 1102 and 1425 G. M. T. on 18th July along an extensive stretch of the coast from Quilty to Lahinch these high values were measured (Fig. 7) while a mile from the sea (at Station denoted Freagh B in Fig. 4) between 1151 and 1217 of the same day an average of only 1100 nuclei (with a maximum of 2130) per cm^3 was recorded.

It seems that we are dealing here with the large scale formation of nuclei, restricted in time and space, on the foreshore which is undergoing drying between tides. At the times when we measured the high concentrations the tide was low. What contribution or connection if any the showers during our morning observations had on the production of nuclei must be left to further investigation.

This phenomenon was discovered by G. Lüdeling [*5*] as early as 1904 and explained as being due to intensive evaporation from the residue of sea water on the foreshores during low tide and was apparently rediscovered and explained in the same way by J. Aitken [*6*] several years later.

Most, although not all of the features which we observed agree with those described by Aitken. On 10th July 1910 Aitken counted at the shores of Appin (Scotland) spasmodic increases up to 150000 nuclei per cm^3 while the records for that day show that the number observed a

few hundred yards back from the shore was only about 3000. The foreshores of Quilty are also rich in seaweed.

Since only very few previous observations of this kind are so far reported and laboratory experiments carried out by J. AITKEN [6] with various substances, by W. FINDEISEN [7] with cloth wetted by solutions of kitchen-salt and by S. OHTA [8] with glass plates and seaweeds wetted with sea-sprays failed to contribute anything towards elucidating the processes involved in the production of these nuclei, a more detailed report on our observations was considered justifiable.

Acknowledgment. First of all we wish to thank Messrs. ARTHUR GUINNESS, Son & Co., Dublin for presenting us with one of their vans for this and other field work of the Meteorological and Geophysical Department in the School of Cosmic Physics. This magnanimous act made our investigation possible and is all the more praiseworthy as the senior author approached this firm only for a short-term loan of one van from their motor vehicle fleet.

Our special thanks are due to Mr. J. DALY, Chief Mechanic in the School of Cosmic Physics, for the excellent construction of the improved version of the photo-electric nuclei counter. Finally, we are indebted to the Director of the Irish Meteorological Service, Dublin for permission to inspect the Atlantic weather charts drawn up at Dublin Airport and to discuss the weather situations with the officer in charge there.

References.

1. NOLAN, P. J. and POLLAK L. W.: The Calibration of a Photo-Electric Nucleus Counter. Proc. Roy. Ir. Acad. Dublin, **51**, Section A, 9–31 (1946).
2. NOLAN, P. J. and TEDDE, P. G.: Condensation Nuclei and Meteorological Elements in Dublin. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2**, 374–385 (1950).
3. WIGAND, A.: Zählungen der Kondensationskerne auf dem Nordatlantik. Ann. d. Hydr. usw., **58**, 212–216 (1930).
4. FINDEISEN, W.: Die Kondensationskerne. Entstehung, chemische Natur, Größe und Anzahl. Beitr. Phys. fr. Atm., **25**, 220–232 (1939).
5. LÜDELING, G.: Luftelektrische und Staub-Messungen an der Ostsee. Ergeb. Met. Beob. Potsdam im Jahre 1901 (Veröff. Preuss. Met. Inst., Berlin 1904), pages V to XXII.
   Luftelektrische und Staub-Messungen auf Helgoland. Ibidem, pages XXIII to XXXV.
   Luftelektrische und Staub-Messungen auf dem Rotersand-Leuchtturm. Ergeb. Met. Beob. Potsdam im Jahre 1904, Berlin 1908, pages XXIII to XLII.
6. AITKEN, J.: On some nuclei of cloudy condensation. Proc. Roy. Soc. Edin., **31** (1911); Coll. Scientific Papers, Cambridge 1923, pp. 495–511.
7. FINDEISEN, W.: Entstehen die Kondensationskerne an der Meeresoberfläche? Meteorol. Z. **1937**, 377–379.
8. OHTA, S.: Measurements of condensation nuclei. Geophys. Mag., Tokyo, **19**, 165–169 (1949).
9. NOLAN, J. J. and NOLAN, P. J.: Observations on atmospheric ionisation at Glencree, Co. Wicklow. Proc. Roy. Ir. Acad. Dublin, **40**, Section A, 11—59 (1931).

Buchbesprechungen.

Linkes Meteorologisches Taschenbuch. Neue Ausgabe, I. Band. Herausgegeben von F. Baur, unter Mitarbeit von T. Bergeron, C. Kassner, K. Keil, K. Knoch, R. Mügge, G. Pogade und A. Schulze. Mit 3 Textabb., VIII, 360 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1951. DM 26,50.

Es muß sehr begrüßt werden, daß nun das vielfach bewährte meteorologische Taschenbuch, das sowohl den wissenschaftlich wie auch den praktisch arbeitenden Meteorologen und auch anderen Interessenten an der Meteorologie und ihrer Anwendung in handlicher Form die wichtigsten Hilfsmittel durch Zusammenstellungen von Tabellen und Formeln wie auch von internationalen Vereinbarungen, durch Erläuterungen über Begriffe und Definitionen und durch die auf die praktische Benutzung abgestellten Darstellungen von Beobachtungsinstrumenten und von Beobachtungs- und Forschungsmethoden bringt, nun in neuer und erweiterter Auflage wieder erscheint. Der vorliegende erste Band, der zum Großteil den Stoff der dritten Ausgabe von Linke behandelt, bringt einleitend einen stark erweiterten Abschnitt über Funkwettermeldungen (141 S.), der ein Verzeichnis der Wettersender, die verschiedenen Formen des neuen Wetterschlüssels mit einer Erklärung aller Symbole und ein ausführliches Verzeichnis der Kennziffer synoptischer Stationen enthält. Aus der früheren Auflage wurde das sechssprachige meteorologische Wörterbuch übernommen, das ungefähr 2250 deutsche Fachausdrücke in englischer, französischer, italienischer, spanischer und russischer Übersetzung bringt. Ferner folgt ein Verzeichnis der Kommissionen der Internationalen Meteorologischen Organisation (OMI) und der meteorologischen Zentralinstitute der verschiedenen Staaten. Die OMI ist inzwischen durch die World Meteorological Organisation (WMO) ersetzt worden, deren Aufbau in der Einleitung des Buches schon angegeben werden konnte. Für eine Auswahl von 207 Stationen der ganzen Erde werden Monats- und Jahresmittelwerte des auf Meeresniveau reduzierten Luftdruckes in Millibar und der Temperatur wiedergegeben, während die in Band III der früheren Ausgabe enthaltenen Niederschlagswerte nun fehlen. Neu aufgenommen ist in diesen Band ein Verzeichnis der internationalen Wolkenbezeichnungen. Die internationale Dezimalklassifikation der meteorologischen Literatur wurde auf den neuesten Stand erweitert, übersichtlicher angeordnet und durch eine Auswahl von DK-Zahlen einiger Grenzgebiete der Meteorologie ergänzt. Die meteorologischen Gesichtstabellen haben eine erfreuliche Erweiterung und eine übersichtlichere Gliederung in Unterabschnitte erfahren. Im Anhang ist wieder das Morsealphabet angefügt.

F. Steinhauser, Wien.

Dynamische Meteorologie. Von H. Koschmieder. Dritte, erweiterte Auflage. („Physik der Atmosphäre": Band 2.) Mit 137 Abb. und 1 Tafel, XII, 404 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1951. DM 27,—.

Die Stärke dieses Buches liegt in der Einfachheit, Gründlichkeit und Ausführlichkeit der Darstellung des ausgewählten Stoffes. Es ist im wahrsten Sinne des Wortes eine Einführung in ein von den Studierenden im allgemeinen als schwierig betrachtetes Gebiet der Meteorologie. Mit möglichst einfachen mathematischen Methoden werden die Ableitungen und Berechnungen so durchgeführt, daß die Studierenden sie ohne besondere Anforderungen an Kenntnissen höherer Mathematik leicht verstehen können, und, weil die meisten Rechnungen vollständig und unter Bewertung der durch Vernachlässigungen im Ansatz entstehenden Fehlermöglichkeiten des Ergebnisses vorgeführt werden, auch ein Verständnis für Anwendung und Leistungsfähigkeit mathematischer Ansätze in der Physik der Atmosphäre bekommen. Darin ist Koschmieders Buch einzigartig und es ist darum sehr zu begrüßen, daß es nun in neuer Auflage wieder vorliegt.

Eine dreifache Zielsetzung, die der Autor dem vorliegenden Werke zugrunde gelegt und konsequent angestrebt hat, macht es aber nicht nur für den Studierenden so nützlich, sondern auch für den akademischen Lehrer und für den methodisch und theoretisch interessierten Meteorologen interessant. Koschmieder will zeigen erstens, wie weit man mit einem Mindestmaß physikalischer Voraussetzungen kommen kann und wie erstaunlich viel von dem Bedarf des im Wetterdienst stehenden Meteorologen schon in das Gebiet der Statik fällt, zweitens die Klarlegung der Grenzen, die jedem Hilfsmittel in der Anwendung und in den Ableitungen gesteckt sind, und drittens die bei meteorologischen Aufgaben nicht immer beachtete, aber notwendige Unterscheidung zwischen geometrischer und individueller Zustandsgleichung, geometrischer und individueller Differentiation und Integration.

Das Buch zerfällt in drei Teile: Im ersten Teil wird ausgehend von den Zustandsgrößen und Gasgleichungen trockener und feuchter Luft zunächst die Statik behandelt. Daran schließt sich die Darstellung quasistatischer Bewegungen eines einzelnen Luftteilchens mit Ableitung der Zustandskurven, der Labilität, der Enthalpie, der Entropie, der Trocken- und Feuchtadiabaten und der verschiedenen Adiabatentafeln, ferner quasistatischer Zustandsänderungen von Luftsäulen beim Belasten einer Säule und beim Sinken und Zerfließen einer Säule und Berechnungen der Labilitätsenergie einer Säule. Der zweite Teil umfaßt die Kinematik, wobei die allgemeinen Eigenschaften des Stromfeldes und der kinematische Aufbau ebener Flüssigkeitsstromfelder mit Beispielen zur Zyklonentheorie, zur Aufwindtheorie und zur Luftkörpertheorie behandelt werden. Der dritte Teil ist der Dynamik gewidmet, wobei, ausgehend von den Bewegungsgleichungen eines Massenpunktes auf der rotierenden Erde Probleme elementarer Bewegungen ohne Reibung, Probleme der elementaren Bewegungen mit Berücksichtigung der Reibung, die Austauschvorgänge in der Atmosphäre und lineare Schwingungen, behandelt werden. Aus der allgemeinen Dynamik werden für trockene Luft die Bernoulli-Bjerknessche Gleichung für die Stromröhre, die Margulessche Gleichung für abgeschlossene Gasmassen und der Arbeitsvorrat horizontaler Druckverteilungen und ferner der Arbeitsvorrat instabiler Massenverteilungen für trockene und feuchte Luft abgeleitet. Den Abschluß bilden

Zirkulationssätze für die Zirkulationsbeschleunigung auf der ruhenden und auf der rotierenden Erde.

Die neue Ausgabe bringt zu dem, was auch in der zweiten Auflage schon enthalten war, einige Ergänzungen, die bedingt durch die Schwierigkeiten der Nachkriegszeit auf das notwendigste beschränkt werden mußten. Außer der Berichtigung einiger Rechenfehler und der Aufnahme der heute gebräuchlichen Bezeichnungen Dunst-, Wolken- und Hauptadiabaten und ähnliches, wurde ein neuer Abschnitt über dynamische Labilität eingeschoben, die nach E. Kleinschmidt eintritt, wenn in einem stationären und geradlinigen Windfeld ein Teilchen quer zu seiner ungestörten Bewegung angestoßen wird und die horizontale Änderung der Grundströmung eine bestimmte Größe überschreitet. Ferner wurde Lettaus Nachweis, daß bei Berücksichtigung des Tagesganges des Austauschkoeffizienten und des vertikalen Temperaturgradienten entgegen der Behauptung W. Schmidts der mittlere vertikale Wärmetransport durch den Austausch von der Erdoberfläche zur Luft hin und nicht umgekehrt erfolgt, Rossbys Formulierung des Bjerknesschen Wirbelsatzes und Ertels Wirbelsatz neu aufgenommen und Lyras allgemeine Aufwindtheorie (der bodennahen Hangströmung und der Leewellen) in erweiterter Fassung ausführlicher dargestellt. Abschließend sei noch auf einen kleinen Rechen- und Druckfehler hingewiesen: S. 240 muß es richtig heißen $6{,}37 \cdot \cdot 10^6\,\mathrm{m} \cdot 53 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{sec}^{-2} = 3{,}4\,\mathrm{cm\,sec}^{-2}$.

Das vorliegende Werk ist in seiner Art der Darstellung das Muster eines Lehrbuches der dynamischen Meteorologie. Den Wunsch, daß die behandelte Stoffauswahl namentlich aus dem Gebiet der Dynamik umfangreicher sein möchte, stellt man zurück, wenn man an die Gründlichkeit und Klarheit der Darstellung und der Ableitungen denkt. Es ist zu hoffen, daß in einer nächsten Auflage, nachdem nun ein Überblick über die neuere Literatur wieder möglich ist, Wünsche nach Berücksichtigung weiterer neuester Ergebnisse erfüllt werden können. Dies wäre besonders deshalb zu begrüßen, weil Koschmieder über eine ausgezeichnete Darstellungsgabe verfügt, mit der er auch schwierige Probleme klar und leicht verständlich bewältigen kann, was auch einer zusammenfassenden Behandlung mancher neuer Entwicklungen der dynamischen Meteorologie zum Vorteil gereichen würde.

F. Steinhauser, Wien.

Introduction to Physical Meteorology. Von H. Neuberger. Mit 110 Textabb., XI, 271 S. State College, Pennsylvania; School of Mineral Industries. 1951.

Das vorliegende Buch, das als Lehrbuch gedacht ist, ist in seiner Anlage schon dadurch sehr originell, daß es vor allem besonders die Abschnitte der physikalischen Meteorologie behandelt, die man sonst in meteorologischen Lehrbüchern zum Großteil vermißt oder nur unzulänglich dargestellt findet. Dagegen sind mit Begründung die Problemkomplexe der synoptischen Meteorologie und der dynamischen Meteorologie, wozu auch die Thermodynamik der Atmosphäre gehört, nicht in den Rahmen des Lehrbuches aufgenommen, weil es darüber genügend viele und ausführliche Werke gibt. Der Verzicht auf diese Abschnitte der Meteorologie hat es dem Verfasser ermöglicht, in seinem Buch die dargestellten Problemkreise ausführlicher und mit besonderer Berücksichtigung der neueren Erkenntnisse zu behandeln. Allerdings ist der Titel des Buches dabei etwas zu weit gefaßt.

Der erste Abschnitt behandelt im Zusammenhang mit Kondensationsprozessen in der Atmosphäre Zusammensetzung, Bedeutung und Wirkungs-

weise des Aerosols, die Bedingungen des Gefrierens unterkühlter Wassertropfen und die Frage der Sublimation, die zur Niederschlagsbildung führenden physikalischen Prozesse in der Wolke, die Wirkungsweise der zur künstlichen Niederschlagsbildung verwendeten Mittel zur Infizierung der Wolken und die Formen und Bedingungen der Vereisung an Flugzeugen. Im Abschnitt über die Sichtweite werden ebenfalls in abgerundeter Darstellung wieder die neuesten experimentellen und theoretischen Ergebnisse besprochen und die Probleme der Lichtschwächung durch die Atmosphäre, des Luftlichtes und der Sichtweite bei Tag und die Sicht von Punktlichtquellen bei Nacht sowie die Schwierigkeiten der Beziehung der Nachtsichtweite auf die Skala der Tagessichtweite und neuere Methoden der objektiven Messung der Sichtweite behandelt. Im besonderen sei hier auf die Ergebnisse von umfangreichen Untersuchungen aus dem letzten Weltkrieg über Kontrastschwellenwerte und ihre Abhängigkeit vom allgemeinen Helligkeitsniveau und vom Gesichtswinkel des Objektes und über die daraus abgeleitete Abhängigkeit der Sichtweiten von der Lichtquelle bei Nacht, von der Lichtintensität, von der allgemeinen Helligkeit und von der Durchlässigkeit der Atmosphäre sowie auf zahlreiche instruktive neuartige graphische Darstellungen hingewiesen. In einem Abschnitt über solare und terrestrische Strahlung findet man neben einer klaren und übersichtlichen allgemeinen Behandlung der Strahlungsgesetze, der verschiedenen Arten der Schwächung der Sonnenstrahlen in der Erdatmosphäre, der Breitenabhängigkeit der Sonnen- und Himmelsstrahlung, der Ausstrahlung und der Strahlungsbilanz u. a. auch neuere Untersuchungsergebnisse über den Einfluß der verschiedenen Wolkenformen auf die Strahlung und über die Abhängigkeit von Reflexion, Transmission und Absorption von der Wolkendicke, von der Tropfengröße und vom Wassergehalt der Wolken. Aus dem Gebiet der meteorologischen Akustik sind neben der Darstellung des Einflusses von Temperatur und Feuchtigkeit auf die Schallgeschwindigkeit und neben der Ableitung des Schallweges, seiner Beeinflussung durch den Wind und der Schallfortpflanzung durch die Stratosphäre auch neuere theoretische und experimentelle Untersuchungsergebnisse über die Schallschwächung durch die Atmosphäre und über die Schallabsorption durch die Schneedecke sowie über die als „akustische Szintillationen" bezeichneten Schallschwingungen zu erwähnen. In dem Abschnitt über meteorologische Optik behandelt der Verfasser zunächst die scheinbare Form des Himmelsgewölbes und ihre Abhängigkeit von verschiedenen Faktoren und den Einfluß der scheinbaren Form des Himmelsgewölbes auf die Bewölkungsschätzung. Ferner werden ebenfalls wieder an Hand zahlreicher instruktiver Abbildungen und zum Teil auch mit theoretischen Ableitungen die Brechungserscheinungen in der Atmosphäre, die Szintillation, die verschiedenen Halo-Formen, die Entstehung der Regenbogen, der Korona und verwandter Erscheinungen, die Dämmerungserscheinungen und die Farbe und Polarisation des Himmelslichtes besprochen. Aus dem Gebiete der Luftelektrizität werden die Ionenbildung, die Arten der Ionen, ihre Lebensdauer und ihre Beweglichkeit unter verschiedenen natürlichen Bedingungen, die Wiedervereinigung der Ionen, das ungestörte elektrische Feld und Meßmethoden des Potentialgradienten und der Raumladung, die zeitlichen Änderungen des Potentialgradienten, die elektrischen Vertikalströme mit neueren Beobachtungsergebnissen und das Problem der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung, die wetterbedingten Störungen des elektrischen Feldes und die Entladungsformen, neuere Ergebnisse über den Mechanismus der Blitzentladungen, die Nordlichtformen und das Nordlichtspektrum be-

handelt. Abschließend werden auch noch die Grundlagen und die Verwendung des Radar zur Feststellung von Stürmen und Hurricans, zur Niederschlagsmessung, zur Wolkenuntersuchung und zur Erfassung von Blitzen dargestellt.

Das Buch ist nicht nur für die Studierenden sehr wertvoll, weil es viel enthält, was man sonst nicht in Lehrbüchern findet, und weil die sehr klare Darstellung durch instruktive und originelle Abbildungen unterstützt wird, sondern auch für den Fachmeteorologen von Interesse, weil der Verfasser bestrebt ist, in den behandelten Abschnitten der Meteorologie gerade auch die neuesten Forschungsergebnisse zu bringen und in den Vordergrund zu rücken. Dafür sind auch die ausführlichen neueren Literaturangaben sehr nützlich. F. Steinhauser, Wien.

Die Wolken. Von R. Süring. Dritte, ergänzte Auflage. („Probleme der kosmischen Physik": Band XVI.) Mit 12 Textabb. und 4 Tafeln, VIII, 154 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1950. DM 11,80.

Sürings bekannte Monographie über die Wolken ist nun knapp vor dem Tode des Autors in dritter Auflage neu erschienen. Die Neubearbeitung bezieht sich auf Ergänzungen vor allem aus der seit Beginn des zweiten Weltkrieges erschienenen neuen deutschen Literatur aus dem Gebiet der Wolken- und der Bewölkungsforschung, während die übrige ausländische Literatur nur zum Teil berücksichtigt werden konnte. Die Ergänzungen betreffen vor allem im ersten Abschnitt über die Vorbedingungen der Wolkenbildung die Kondensationsvorgänge, insbesondere das Problem der Sublimation, der Kondensations- und Sublimationskerne und der Niederschlagsbildung, wozu auch neue Angaben über die Dimensionen der Wolkentropfen bei verschiedenen Wolkenformen, über die Verteilung der verschiedenen Eiskristallformen in der Troposphäre und über das Wachstum der Wolken- und Regentropfen durch Kondensation bzw. über ihre Verdampfungszeiten und mögliche Fallstrecken gemacht werden. Auf dem in rascher Entwicklung begriffenen Gebiet der Erforschung der Kondensationsvorgänge und der Eisbildung in der Atmosphäre, das in neuerer Zeit besonders auch im Zusammenhang mit dem Problem der künstlichen Niederschlagserzeugung wieder große Bedeutung erhalten hat, sind inzwischen weitere neue Erkenntnisse gewonnen worden, die in dem Buch noch nicht berücksichtigt werden konnten. In den Abschnitten über Wolkenformen und Wolkeneinteilung und über besondere Wolkenformen mußten nur geringfügige Änderungen eingefügt werden. In dem Abschnitt über die Physik der Wolken werden ebenfalls ohne wesentliche Änderungen gegen die frühere Auflage die thermodynamischen Prozesse der Bildung verschiedener Wolkenformen, die Bedeutung der Gleitflächen, die auf der molekularen Beschaffenheit der Wolken basierenden mikrophysikalischen Vorgänge der Umformungen der Wolken und der Niederschlagsbildung, die Wogenwolkenbildung und die Bildung thermokonvektiver Wirbel sowie optische und elektrische Wirkungen auf Wolken dargestellt. Auf die Beschreibung der Wolkeneinteilung folgen durch einige neuere Verfahren ergänzte Ausführungen über Meßmethoden der Höhe der Wolken und des Wolkenzuges und über Wolkenphotographie, woran sich eine Übersicht über die Beobachtungsergebnisse der Wolkenhöhen und ihrer geographischen Verteilung, der Wolkenstockwerke und der Bewegungen der Wolken anschließt. Den Abschluß bildet eine Darstellung der Ergebnisse der Beobachtungen der Bewölkung als Grad der Himmelsbedeckung, ihrer geographischen Ver-

teilung und ihrer zeitlichen Änderungen, die durch neue Zusammenstellungen der Jahresgänge der Häufigkeit von Quell- und Schichtwolken erweitert wurde.

F. Steinhauser, Wien.

The Aurorae. Von L. Harang. (The International Astrophysics Series: Band 1.) Mit 152 Textabb., X, 166 S. London: Chapman & Hall Ltd. 1951. 25s.

Das vorliegende Buch ist das erste einer neuen internationalen Schriftenreihe, deren Aufgabe es sein soll, die Hauptgebiete der Astrophysik und Radioastronomie in Monographien mit besonderer Berücksichtigung der neuesten Entwicklung in einer Form zu behandeln, die sowohl für Studenten wie auch für Fachwissenschaftler entsprechend ist. Harang hat schon im Jahre 1940 über das gleiche Thema ein Buch in deutscher Sprache veröffentlicht, mit dessem Inhalt sich das neue Werk etwa zur Hälfte deckt, während es anderseits sowohl im Umfang der behandelten Stoffauswahl wie auch durch Erweiterungen und Ergänzungen mit neueren Forschungsergebnissen beträchtlich darüber hinausgeht.

Es werden nach einer inhaltlich gleichen Einführung in die Klassifikation der Nordlichtformen und nach einer erweiterten Darstellung der Beobachtungsergebnisse über geographische Verteilung der Nordlichter und über ihre zeitlichen Schwankungen in dem neuen Buch in großer Ausführlichkeit die Methoden der parallaktischen Nordlichtphotographie und die Berechnungs- und Auswertungsmethoden so entwickelt, daß damit dem Nordlichtbeobachter eine gründliche Anleitung geboten wird. Unter Beigabe zahlreicher instruktiver Abbildungen werden die räumliche Verteilung der Nordlichter und ihre Änderungen besprochen. Nach einer Darstellung der Technik der Spektralaufnahmen der Nordlichter werden alle bisher bekannt gewordenen Wellenlängen der Nordlichtlinien und Banden mit der entsprechenden Identifizierung dieser Spektrallinien mitgeteilt und die räumlichen und typenbedingten Intensitätsänderungen der Nordlichtlinien, die Frage der in neuerer Zeit beobachteten Wasserstofflinien, der dem atomaren Stickstoff zugeschriebenen Linie 3466 Å und des Auftretens der OI-, OII- und OIII-Sauerstoffatomlinien, ferner die Ansichten über die Erregung der Nordlichtlinien, die Methode und Ergebnisse der Temperaturbestimmungen aus den Stickstoffbanden des Nordlichtes und Ähnlichkeiten bzw. Unterschiede des Nordlichtspektrums gegen das Spektrum des Nachthimmelslichtes diskutiert. Es folgt dann eine Darstellung der bekannten Modellversuche Birkelands, der Elektronenbahnberechnungen Störmers und der Elektronenstrahlexperimente Brüches; dabei werden Birkelands Vorstellungen über die elektromagnetische Störungswirkung eines hochgelegenen elektrischen Stromes im Polarlichtgürtel durch neuere Beobachtungen und Berechnungen ergänzt.

Wenn man die neuen Erkenntnisse zum Problem der Nordlichter aus dem letzten Jahrzehnt überblickt, muß man feststellen, daß das Beobachtungsmaterial wohl nicht unwesentlich erweitert wurde, daß aber die theoretische Klärung der noch ungelösten Probleme nicht viel weiter gekommen ist. Aus den Beobachtungsergebnissen aus der Nordlichtregion kann durch den Vergleich mit unter bestimmten Voraussetzungen durchgeführten Ableitungen auch auf die physikalischen, chemischen und elektrischen Zustände der oberen Atmosphäre zurückgeschlossen werden. Dies gilt z. B. für die Kurve der Höhenabhängigkeit der Lichtintensität der Nordlichter, die auch für verschiedene Spektralbereiche getrennt aufgenommen und für die Bestimmung der Höhenabhängigkeit der Dichte und des Druckes

ausgewertet wurde. Aus der Druckänderung mit der Höhe lassen sich für verschiedene Annahmen der Elektronengeschwindigkeiten Absorptions- und Helligkeitskurven berechnen und aus ihrem Vergleich mit den Beobachtungsdaten über die Lichtkurve und Untergrenze verschiedener Nordlichtformen die entsprechenden Elektronengeschwindigkeiten erschließen, die im Bereich vom 0,26 bis 0,7fachen der Lichtgeschwindigkeit gefunden wurden. So rasche Elektronen würden für den Weg von der Sonne zur Erde nicht die aus dem Einsatz erdmagnetischer Störungen erschlossene Zeit von über 21 Stunden brauchen, langsamere Elektronen hätten aber nicht die zur Nordlichtanregung erforderliche Energie. Wenn die obige Zeitdifferenz auch für die Nordlichtanregung angenommen werden kann, müßte gefolgert werden, daß die anregende Strahlung aus schweren positiv geladenen Teilchen besteht. Diese würden eine Verteilung der Lichtintensität mit der Höhe geben, die von der Lichtverteilung der durch Elektronen angeregten Nordlichter etwas abweicht und nur sehr selten beobachtet wurde. Die Frage nach der Natur der die Nordlichter anregenden Strahlung muß daher als noch nicht ganz geklärt betrachtet werden. Abschließend wird noch auf einige Erscheinungen in der Ionosphäre hingewiesen, die mit dem Auftreten der Nordlichter und mit erdmagnetischen Störungen in Zusammenhang stehen. So gibt das Buch eine schöne Übersicht über den heutigen Stand der Nordlichtforschung.

F. Steinhauser, Wien.

Versuchsergebnisse der luftelektrischen Höhenforschung am Aeronautischen Observatorium Lindenberg. Von F. Herath. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 22.) 30 S. Bad Kissingen: 1951.

Es bedeutet einen empfindlichen Mangel der luftelektrischen Forschungsarbeit, daß sie bis heute nur verhältnismäßig wenige systematische Untersuchungen aus der dritten Dimension — der *freien Atmosphäre* — aufzuweisen hat. In früheren Jahrzehnten boten die vereinzelten Freiballonfahrten dazu die einzige, aber keineswegs hinreichende Möglichkeit. Es war deshalb ein besonders verdienstvolles Unternehmen von F. Herath, schon Anfang der Zwanzigerjahre den Lindenberger Drachenaufstiegsbetrieb für gleichzeitige luftelektrische Sondierungen der durchflogenen Atmosphärenschichten heranzuziehen. In der vorliegenden Arbeit wird nun ein zusammenfassender Bericht über die 1920/21 bei 352 Drachenaufstiegen gewonnenen Ergebnisse geboten.

Meßmethode. Zur luftelektrischen Sondierung wurde der im Fesseldraht zur Erde fließende *Ausgleichsstrom* J_a benutzt. Dieser setzt sich aus drei Faktoren zusammen, dem eigentlichen Kollektorstrom J_k, dem vom normalen Vertikalstrom stammenden Anteil J_v und dem durch Niederschläge hervorgerufenen Strombetrag J_n. Die Beträge von J_v und J_n werden abgeschätzt und soweit erforderlich berücksichtigt. Der Kollektorstrom J_k, der durch die Spitzenwirkung am Drachen und — wie aus Vorversuchen abgeleitet wird — *nur* an diesem entsteht (während eine Wirkung des Fesseldrahtes demnach nicht vorhanden ist), vermag gemäß der Beziehung $J_h = A_h \cdot V_h$ ein Maß für die Potentialdifferenz zwischen dem Drachenort in der Höhe h und dem Erdboden zu geben, wenn die *Kollektorkraft* A_h des Drachens bekannt ist. Eine Methode zur praktischen Bestimmung von A_h wird diskutiert.

Ergebnisse. Die Richtung des im Fesseldraht fließenden Stromes war in 97% aller Messungen positiv (positiver Ladungszufluß zur Erde). Negative Stromrichtung wurde nur dann beobachtet, wenn am Meßort oder wenigstens

im Gesichtskreis Niederschlag fiel. Die *Windrose der negativen Stromwerte* (Richtungshäufigkeit der Windrichtungen, bei denen negative Stromwerte auftraten) entspricht derjenigen der Böen und Gewitter. Die Strom-Höhen-Kurven lassen sich nach ihrem typischen Verlauf in 4 Klassen gruppieren: 1. Gleichmäßig stetige Zunahme des Stromes mit zunehmender Höhe; 2. Unterbrechung des Normalverlaufes durch Zonen mit heftigen und raschen Stromschwankungen an Luftmassengrenzen; 3. Verquickung beider Typen 1 und 2 bei starker Konvektion und 4. Dauernde heftige Stromschwankungen und Richtungswechsel als *Schauer- und Gewittertyp.*

Im Anschluß an die Diskussion der Meßergebnisse bespricht Verf. die Folgerungen, die sich aus diesen Resultaten für verschiedene praktische Fragen ergeben. Insbesonders werden die Sicherungsmaßnahmen und die Gefahrenwarnung bei Fesselaufstiegen, die Einwirkungen auf den Funkverkehr, die Sicherungsmaßnahmen für Sendeanlagen und die luftelektrischen Gefahren für den Flugverkehr allgemein besprochen. Zum Schluß wird die physiologisch-bioklimatische Wirkungsmöglichkeit der gewitterbedingten Störungen luftelektrischer Art kurz gestreift. H. Israël, Buchau a. F.

Atlas of Magnetic Declination of Europa for Epoch 1944,5. Von R. Bock. Mit 69 Isogonen-Karten, 8 Abb., 9 S. und 75 Karten im Anhang. Washington: Army Map Service; Corps of Engineers; Department of the Army. 1951.

Seit über 100 Jahren gibt es magnetische Beobachtungen aus verschiedenen Teilen Europas und die Ergebnisse verschiedener magnetischer Landesaufnahmen, die sich naturgemäß auf verschiedene Epochen beziehen, sind in zahlreichen Sonderpublikationen einzelner Stationen veröffentlicht worden. Zweimal wurden aber auch in größerem Maßstab Zusammenfassungen der erdmagnetischen Verhältnisse Europas zu Gesamtdarstellungen versucht. 1927 veröffentlichte A. Nippoldt Karten der magnetischen Elemente Europas für die Epoche 1921,0 im Maßstab 1:6500000, wobei ihm allerdings von verschiedenen Staaten noch keine Beobachtungsdaten zur Verfügung standen. 1925 ist auch schon ein erdmagnetischer Atlas, zusammengestellt von D. Madinhoc und Homery, erschienen, der Isogonenkarten der einzelnen Staaten enthält, die ebenfalls auf die Epoche 1921,0 bezogen aber in unterschiedlichen Maßstäben gehalten sind. Seit dem Erscheinen dieser Kartenwerke sind außerordentlich viele erdmagnetische Beobachtungen angestellt worden und insbesondere wurden während des zweiten Weltkrieges von einer speziellen Magnetmeßbatterie der deutschen Wehrmacht systematische Messungen in verschiedenen Gebieten durchgeführt. Diese sind nun auch in dem von R. Bock vorgelegten großen Atlas der erdmagnetischen Deklination in Europa für die Epoche 1944,5 zur Konstruktion der Karten verwendet worden. Die starke Verdichtung des Beobachtungsnetzes ermöglichte es, die Genauigkeit der Karten so weit zu steigern, daß für das gesamte Gebiet ein Maßstab 1:1000000 Berechtigung hat, wobei in einzelnen Gebieten, wie z. B. in Mitteleuropa, dieser Maßstab sogar noch zu klein ist, um alle Beobachtungsergebnisse zum Ausdruck zu bringen. Die Grundkarten bilden die Blätter der internationalen Weltkarte. Auf 69 Blättern wird das ganze europäische Gebiet von der Atlantikküste einschließlich Großbritannien bis 60° E und von 32° N einschließlich der dazugehörigen Gebiete Nordafrikas und der Türkei bis zur Küste des Nördlichen Eismeeres erfaßt.

Die Reduktion auf die Epoche 1944,5 erfolgte auf graphischem Wege. Dabei wurden die bei der Vorbereitung des Kartenwerkes reduzierten Werte

mit den inzwischen an den magnetischen Observatorien gemessenen Werten verglichen und aus den Abweichungen noch Korrekturen angebracht, so daß den den Karten zugrunde gelegten Werten größtmögliche Zuverlässigkeit zuzubilligen ist. Mit Berücksichtigung der Reduktion auf die Epoche und der Empfindlichkeit der Instrumente ist eine Genauigkeit von 0,1° gewährleistet. Der Kartenmaßstab von 1:1000000 ermöglicht es, im normalen magnetischen Feld die Isogonen in Abständen von Zehntelgraden zu zeichnen, wobei eine weitere Interpolation die mögliche Genauigkeit bereits übersteigen würde und daher sinnlos wäre. In Gebieten mit sehr großer Stationsdichte oder mit großen lokalen Differenzen, wie z. B. in Ostpreußen, in Teilen der Baltischen Staaten und im ganzen nordeuropäischen Raum, konnten die Isogonen nur in größeren Differenzen bis zu halben Graden gezeichnet werden. Die Deklinationswerte aller Stationen wurden nach Durchführung der Reduktion und Anbringung eventueller Korrekturen auf Zehntelgrade genau in die Karte eingetragen und danach die Isogonen eingezeichnet. Interpolierte Linien sind durch Strichlierung gekennzeichnet. In Gebieten sehr starker horizontaler Änderungen der Deklination, wie z. B. im Raum Kaluga über Kursk bis Krakau, wurden nur die einzelnen Meßwerte ohne Isogonen eingetragen, um bei der dort nötigen Liniendichte eine Verwirrung des Bildes zu vermeiden. Eine Karte im Maßstab 1:6000000 gibt einen Überblick über die Stationsdichte, die nach fünf Abstufungen für alle Felder von je 1° Länge und 1° Breite angegeben wird und eine genauere Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Isogonenkarten in den verschiedenen Gebieten ermöglicht. Im Anhang ist auch noch eine Übersichtskarte über den ganzen europäischen Raum im Maßstab 1:6000000 und am Titelblatt eine Übersichtskarte im Maßstab 1:20000000 wiedergegeben. Im letzterwähnten Maßstab wird auch die Verteilung der jährlichen Säkularvariation der Deklination zur Epoche 1944,5 gezeigt.

Die neue Verarbeitung des gesamten Beobachtungsmateriales nach einheitlichen Gesichtspunkten bietet in diesem einzigartigen Kartenwerk nicht nur Gewähr einer bestmöglichen Ausschöpfung der bisherigen Beobachtungen, sondern die Art der Darstellung läßt auch erkennen, in welchen Teilen die Linienführung durch die Dichte der Beobachtungen als eine dem Kartenmaßstab entsprechende endgültige anzusehen ist, in welchen Teilen durch Steigerung der Stationsdichte noch Verbesserungen der Linienführung möglich sind und in welchen Teilen die gezeichneten Isogonen auf Interpolation beruhen. In vielen Teilen Europas ermöglichte dabei die Verwendung der überaus zahlreichen bisher unveröffentlichten Beobachtungsergebnisse der deutschen Magnetmeßbatterie, deren Beobachtungsstationen aus im Anhang beigegebenen 72 Karten ersichtlich ist, eine dem Maßstab entsprechende Höchstgenauigkeit der Linienführung und steigert dadurch den Wert der Karten. Umfangreiche Literatur- und Quellenangaben vervollständigen das Werk.

F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Meteorologische Rundschau. Organ der Meteorologischen Gesellschaft, Bad Kissingen. Herausgegeben von Dr. **Karl Keil,** Bad Kissingen. Erscheint zweimonatlich in Doppelheften. Halbjährlich DM 30.—

Zuletzt erschien:

5. Jahrgang: Heft 3/4 (März/April 1952)

Inhalt: **Hinkelmann, K.** Der atmosphärische Mechanismus bei der Entstehung der täglichen Druckwelle. — **Stümke, H.** Rationelle Behandlung der Konvektion bei der angenäherten Berechnung der Wetterentwicklung. — **Regula, W.** Berechnung eines Advektionsmaßstabes. — **Schindler, G.** Registrierungen der Globalstrahlung in NW-Böhmen. — **Schirmer, H.** Beitrag zum Mechanismus der Niederschläge. (Aus der Klimaabteilung des Zentralamtes des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone.) — **Kaiser, H.** Über den Wärmehaushalt der Erdoberfläche und die Luftmassen. — **Aniol, R.** Schwankungen der Gewitterhäufigkeit in Süddeutschland. — **Paetzold, H.-K.** Zwei Fälle von extremer Luftklarheit in Weissenau/Württ. — **Hommel, K.** Örtliche Unterschiede bei der Messung von Erdboden-Minimumtemperaturen. Nach den Beobachtungen am Observatorium Hohenpeissenberg/Obb. — **Voigts, H.** Die Meteorologie in den Physik- und Erdkunde-Lehrbüchern für die höheren Schulen. — **Roßmann, F.** Zur Geschichte der Bergwetterwarten.

Zu beziehen durch

MINERVA, WISSENSCHAFTLICHE BUCHHANDLUNG GES. M. B. H., WIEN I

Verkaufslokal: Schottenbastei 2 / Tel. U 27-0-47 **Expedition:** Mölkerbastei 5 / Tel. U 26-5-60

Soeben erschien:

XLVIII. Jahresbericht des Sonnblick-Vereines für das Jahr 1950

Geleitet von

Prof. Dr. **Ferdinand Steinhauser**
Wien

Mit einer ganzseitigen Bildtafel und 8 Abbildungen im Text. 38 Seiten. 4°. 1952. Steif geheftet S 20.—, DM 4.—, $ —.95, sfr. 4.10

Inhaltsverzeichnis: **Holzer, R.** Phantasie vom Sonnblick. — **Ficker, H.** Die Wichtigkeit der Bergobservatorien für die Meteorologie der Gegenwart. — **Tollner, H.** Die Sonnblick-Gletscher in den Jahren 1938 bis 1951. — **Steinhauser, F.** Der Jahresgang der Niederschlagswahrscheinlichkeit auf dem Sonnblick 3106 m. — **Lukesch, J.** Die Geschichte des meteorologischen Observatoriums auf dem Hochobir 2041 m. — Der Bergtod des Beobachters Georg Rupitsch und seiner Frau am 9. November 1944, ein Nachruf von **L. Binder.** — Bergtod eines verdienten Mitarbeiters. — Lawinentod eines Sonnblickträgers. — Geschichte und Tätigkeit des Sonnblick-Vereines und seiner Observatorien von 1939 bis 1950. — Vereinsnachrichten. — 50 Jahre meteorologisches Observatorium auf der Zugspitze. — Ein Sonnblickbuch. — Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen auf dem Sonnblickgipfel im Jahre 1950.

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Herausgegeben von

Dozent Dr. **W. Mörikofer** und Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Physikalisch-meteorologisches Observatorium Davos — Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Serie B: Allgemeine und biologische Klimatologie

Soeben erscheint:

Band IV, Heft 1. (Abgeschlossen im Mai 1952.) Mit 26 Textabbildungen. 108 Seiten. S 92.—, DM 18.40, $ 4.40, sfr. 19.10

Inhalt: **Sauberer, M.** Messungen der Infrarotdurchlässigkeit von Nebel mit Bleisulfid-Photowiderständen. — **Schedler, A.** Ein Beitrag zur Kenntnis der Global- und Himmelsstrahlung im Hochgebirge der Alpen. — **Bouët, M.** Le brouillard dans les Alpes valaisannes. — **Mayer, R.** Über den Zusammenhang der interdiurnen Veränderlichkeit mit der Dispersion des Luftdruckes. — **Dirmhirn, Inge.** Oberflächentemperaturen der Gesteine im Hochgebirge. — **Karapiperis, Photios P.** Interhourly Variability of Temperature at Blue Hill, Mass. — Interdiurnal Variability of Temperature at Blue Hill, Mass. — **Trappenberg, R.** Untersuchungen über die mikroklimatischen Wirkungen künstlicher Beregnung im Tabakbestand. — **Fladung, H. J.** Plötzlicher Herztod und Wetter.

Printed in Austria